

THÈSE

présentée à la
Faculté des Sciences de l'Université de Paris

pour obtenir

Le Titre de Docteur - Ingénieur

par

DUONG Thanh - Son

SUJET de la THESE : Contributions à l'étude comparative de la
transition sur plaque plane et ondulée.

Soutenue le 1 Juin 1970 devant la commission d'examen

M. Ed. A. BRUN.....Président

MM. L. MALAVARD.....
G.B. DIEP.....

} Examineurs

J. DUPIN.....Invité

PARIS 1970

d'ordre :

THÈSE

présentée à la
Faculté des Sciences de l'Université de Paris

pour obtenir

Le Titre de Docteur - Ingénieur

par

DUONG Thanh - Son

SUJET de la THESE : Contributions à l'étude comparative de la
transition sur plaque plane et ondulée.

Soutenue le 1 Juin 1970 devant la commission d'examen

M. Ed. A. BRUN.....Président

MM. L. MALAVARD.....
G.B. DIEP.....} Examineurs

J. DUPIN.....Invité

PARIS 1970



Je prie Monsieur le Professeur BRUN de bien vouloir trouver ici l'expression de ma très profonde reconnaissance pour l'attention et pour l'intérêt qu'il m'a toujours témoignés pour ce travail, et pour l'aide et les encouragements qu'il n'a cessé de me prodiguer avant et durant toute cette étude.

Je remercie Monsieur le Professeur MALAVARD qui s'est intéressé de près à cette étude et a accepté de faire partie du jury de cette thèse.

Je remercie également Monsieur le Directeur DUPIN et Messieurs les ingénieurs de la Société Nationale Industrielle Aéro-Spatiale qui m'ont aidé et qui ont collaboré aux travaux de recherche qui font l'objet de cette thèse.

Qu'il me soit permis de remercier tout spécialement Messieurs DIEP, GOUGAT, LENGELLÉ et PRUNET-FOCH qui ont participé à tous ces travaux et m'ont fait bénéficier de leur expérience.

Je désire faire part à tout le personnel du laboratoire d'Aérodynamique de mes remerciements les plus vifs pour le concours qu'il m'a toujours apporté.

Enfin, ce travail n'a pu être réalisé que grâce à l'appui financier de la Direction des Recherches et Moyens d'Essais.

TABLE DES MATIERES

	Pages
NOTATIONS.....	1
1 - INTRODUCTION.....	3
2 - RAPPEL DE QUELQUES ELEMENTS SUR LA TRANSITION.....	5
2.1 INFLUENCE DE LA PRETURBULENCE.....	5
2.2 THEORIE DE LA STABILITE /4, 5/.....	5
2.2.1 Principe de la théorie de la stabilité.....	5
2.2.2 Mise en équation.....	6
2.3 PLAQUE PLANE A GRADIENT LONGITUDINAL DE PRESSION NUL...	8
2.4 PLAQUE PLANE AVEC UN GRADIENT DE PRESSION.....	8
2.5 INFLUENCE DE LA COURBURE.....	10
3 - DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX.....	11
3.1 DESCRIPTION DE LA SOUFFLERIE.....	11
3.2 DESCRIPTION DE LA PLAQUE.....	12
3.3 INSTRUMENTS DE MESURE.....	12
3.3.1 Anémomètre à film chaud.....	12
3.3.2 Analyses spectrales.....	14
3.3.3 Mesure de pression statique.....	15
4 - RESULTATS DES MESURES.....	16
4.1 PLAQUE PLANE LISSE.....	16
4.1.1 Profils de vitesse moyenne.....	17
4.1.2 Epaisseur de déplacement δ_1 (fig.9).....	18
4.1.3 Epaisseurs de quantité de mouvement δ_2 (fig.10)	19
4.1.4 Paramètre de forme $H = \delta_1 / \delta_2$ (fig.11).....	19

	Pages
4.1.5 Coefficient local de frottement.....	20
4.1.6 Distribution des niveaux de turbulence.....	21
4.1.7 Analyses spectrales.....	22
4.2 PLAQUE ONDULEE.....	23
4.2.1 Profils de vitesse moyenne.....	25
4.2.2 Epaisseur de déplacement δ_1	25
4.2.3 Epaisseurs de quantité de mouvement δ_2	26
4.2.4 Paramètres de forme $H = \delta_1 / \delta_2$	26
4.2.5 Coefficient local de frottement.....	27
4.2.6 Distribution des niveaux de turbulence.....	28
4.2.7 Analyses spectrales.....	29
5 - INTERPRETATION DES RESULTATS.....	30
5.1 PLAQUE PLANE.....	30
5.1.1 Identification des fréquences privilégiées.....	30
5.1.2 Coefficient d'amplification des fréquences privilégiées dans la couche limite.....	30
5.1.3 Considérations sur les profils $\sqrt{u^2} / U_e = f(y)$..	32
5.1.4 Effet des gradients de pression sur les analyses spectrales.....	34
5.1.5 Tableau récapitulatif des différents phénomènes se produisant durant le passage de l'état lami- naire à l'état turbulent (fig.40).....	35
5.2 PLAQUE ONDULEE.....	38
6 - CONCLUSIONS.....	40
ANNEXE.....	42
BIBLIOGRAPHIE	45

NOTATIONS

a	amplitude de la sinusoïde de paroi
C_f	coefficient de frottement local
c	$c = c_r + i c_i$
c_i	coefficient d'amplification
c_r	vitesse de propagation
d	diamètre du film chaud
G	nombre sans dimension $G = R_{\delta_1} \sqrt{\delta_1/r}$
H	paramètre de forme $= \frac{\delta_1}{\delta_2}$
N	nombre de Nusselt
$\bar{P}$	pression moyenne de l'écoulement
p	pression instantanée $= \bar{P} + p'$
p'	fluctuation de pression
R_e	nombre de Reynolds
$(R_{\delta_1})_c$	nombre de Reynolds critique
$(R_{\delta_1})_T$	nombre de Reynolds de transition
r	rayon de courbure
t	temps
$\bar{U}$	composante longitudinale de la vitesse moyenne
U_e	vitesse de l'écoulement extérieur
U_∞	vitesse à l'infini amont
u	vitesse instantanée $u = \bar{U} + u'$
u'	composante suivant l'axe des x de la fluctuation de vitesse
$\bar{V}$	tension moyenne aux bornes du film chaud
v	tension instantanée aux bornes du film chaud $v = \bar{V} + v'$
v'	fluctuation de la tension moyenne
x,y	système de coordonnées respectivement suivant l'écoulement et perpendiculaire à la plaque
α	nombre d'onde $= \frac{2\pi}{\lambda}$
β	$= \beta_r + i \beta_i$
β_i	= degré d'amplification ou d'atténuation
β_r	= fréquence circulaire d'oscillation

δ_1	épaisseur de déplacement de la couche limite
δ_2	épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite
δ	épaisseur de la couche limite
Λ	facteur de forme = $\frac{\delta^2}{\nu} \frac{dU_e}{dx}$
λ	longueur d'onde de la sinusoïde de paroi
μ	viscosité
ν	viscosité cinématique du fluide
ρ	masse volumique du fluide
τ	tension de frottement
Φ	amplitude de la perturbation bidimensionnelle
ψ	fonction de courant de la perturbation bidimensionnelle

1 - INTRODUCTION

L'origine de la turbulence et surtout du phénomène de transition qui la précède sont très complexes. Ceci est dû au grand nombre de paramètres qui les affectent et qui ne sont pas toujours indépendants les uns des autres. Mais la connaissance de l'effet de chacun d'eux est indispensable pour leur compréhension. Aussi, parmi les principaux paramètres influençant le comportement de la couche limite, on a choisi la perturbation harmonique de paroi, avec l'espoir que la pré-turbulence de la soufflerie est assez faible pour pouvoir observer une transition naturelle.

Les travaux ont été mis en oeuvre dans le but de vérifier une théorie émise par R. HIRSCH /1/. Cette dernière permet de prévoir comment se comporte une couche limite perturbée par des ondulations harmoniques de faibles longueurs d'onde et d'amplitudes très réduites. Une première vérification expérimentale a été faite sur une plaque ondulée de longueur d'onde $\lambda = 2.10^{-2}\text{m}$ et d'amplitude $a = 10^{-4}$. Les résultats des mesures semblent confirmer les prévisions théoriques. Néanmoins, des doutes sont apparus quant à la présence éventuelle de décollements se produisant à la paroi. Aussi, pour mieux observer ce qui se passe dans les creux des sinusoides, des mesures ont été effectuées sur une plaque dont les ondulations sont cinq fois plus grandes : $\lambda = 10^{-1}\text{m}$ et $a = 5.10^{-4}\text{m}$. Des décollements ont été mis en évidence sur cette dernière /2/. On a alors diminué de moitié l'amplitude des sinusoides ($a = 2,5.10^{-4}\text{m}$) tout en conservant la même longueur d'onde. On s'est trouvé en présence d'une difficulté : en effet, aussi bien au point de vue théorique qu'expérimental, l'existence ou non de décollement n'a pas pu être établie d'une façon catégorique.

Un telle perturbation harmonique de paroi n'entre pas encore, pour l'instant, dans le domaine de validité de la théorie de R. HIRSCH : la longueur d'onde λ est trop grande par rapport à la plage de transition. Cependant, il a été jugé intéressant d'étudier le phénomène de transition sur cette plaque : effectivement, on voudrait observer l'é-

volution de la couche limite soumise à la succession de gradients favorables et adverses qui provoquent les sinusoides, et voir comment se traduit cette perturbation de paroi dans l'évolution de la couche limite.

C'est au cours de ces travaux qu'on été mises au point les conditions expérimentales sur la transition telles que le réglage du gradient longitudinal de pression, les analyses spectrales et leurs interprétations.

2 - RAPPEL DE QUELQUES ELEMENTS SUR LA TRANSITION

En vue d'interpréter les résultats expérimentaux obtenus, il a été jugé utile de faire quelques rappels bien connus sur les facteurs intervenant dans la transition et en particulier sur la théorie de la stabilité qui permettra d'expliquer certaines mesures.

2.1 INFLUENCE DE LA PRETURBULENCE

Des observations ont été faites par DRYDEN, BENNET, HALL et HISLOP, SHUEAUER et SKRAMSTAD, relatives à l'influence de la pré-turbulence sur la transition se produisant sur une plaque plane à gradient longitudinal de pression nul. La transition est avancée lorsque la pré-turbulence croît. La figure 1 /3/ représente, en fonction de la pré-turbulence, les nombres de Reynolds $R_{\delta_1} = \frac{U_e \delta_1}{\nu}$ relatives aux abscisses de début et fin de transition et aussi celles pour lesquelles les oscillations laminaires apparaissent.

2.2 THEORIE DE LA STABILITE /4, 5/

2.2.1 Principe de la théorie de la stabilité

La transition naturelle n'est possible que lorsqu'il existe au sein de la couche limite une ou des perturbations instables pouvant s'amplifier. Une des approches théoriques est fondée sur l'hypothèse que la couche limite laminaire est affectée par de faibles perturbations. La question qui se pose est de savoir si ces perturbations sont amplifiées ou non. Si ces dernières sont amorties, l'écoulement est considéré comme stable ; si non l'écoulement est considéré comme instable et ainsi il est possible que la transition se déclenche et amène l'écoulement turbulent. La théorie permet de prévoir un nombre de Reynolds critique, en particulier à partir duquel il existe, au sein de la couche limite, des fréquences instables. Il est à remarquer que ce nombre de Reynolds critique est beaucoup plus faible que le nombre de Reynolds de transition fondé sur les critères classiques.

2.2.2 Mise en équation

Soit un écoulement laminaire de vitesse $\bar{U}(x,y)$. A cet écoulement est superposée une perturbation bidimensionnelle se propageant suivant l'axe des x . Les composantes du vecteur vitesse instantanée sont :

$$\vec{u} = \begin{Bmatrix} \bar{U}(x,y) \\ 0 \\ 0 \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} u'(x,y,t) \\ v'(x,y,t) \\ 0 \end{Bmatrix}$$

Il a été démontré que ce modèle d'écoulement convient à l'étude de la couche limite /5/.

Quant à la pression instantanée, elle est égale à :

$$p = \bar{P} + p'$$

Si on introduit ces valeurs dans les équations de Navier-Stokes, et si on suppose que l'écoulement libre vérifie ces équations, en négligeant les termes en quadrature des composantes de la perturbation, on obtient le système d'équations :

$$\begin{aligned} (1) \quad & \frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial u'}{\partial x} + v' \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x} = \nu \nabla^2 u' \\ (2) \quad & \frac{\partial v'}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial v'}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial y} = \nu \nabla^2 v' \\ (3) \quad & \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} = 0 \end{aligned}$$

On suppose que la fonction de courant représentant la perturbation bidimensionnelle due à un unique mode d'oscillation est de la forme :

$$(4) \quad \psi(x,y,t) = \Phi(y) \cdot e^{i(\alpha x - \beta t)}$$

$$\text{où } \alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \text{et} \quad \beta = \beta_r + i\beta_i$$

β_r est la fréquence circulaire d'oscillation

β_i détermine le degré d'amplification ou d'atténuation.

Il est intéressant d'introduire le coefficient c défini de la façon suivante :

$$c = \frac{\beta}{\alpha} = c_r + i c_i$$

où c_r représente la vitesse de propagation de l'onde.

c_i est le coefficient d'amplification ou d'atténuation.

De la fonction de courant, nous pouvons déduire la vitesse des perturbations :

$$(5) \quad \begin{cases} u' = \frac{\partial \psi}{\partial y} = \Phi'(y) \cdot e^{i(\alpha x - \beta t)} \\ v' = -\frac{\partial \psi}{\partial x} = -i\alpha \cdot \Phi(y) \cdot e^{i(\alpha x - \beta t)} \end{cases}$$

Introduisant ces valeurs dans les équations (1) (2) et (3) de Navier-Stokes et en éliminant les termes de pression, on obtient l'équation d'Orr-Sommerfeld :

$$(6) \quad (\bar{U}^* - c^*)(\phi^{*''} - \alpha^{*2} \phi^*) - \bar{U}^{*''} \phi^* = \frac{i}{\alpha^* R_e} (\phi^{*''''} - 2\alpha^{*2} \phi^{*''} + \alpha^{*4} \phi^*)$$

où l'astérisque indique que les quantités sont sans dimension et où Re est égal à $\frac{U_e \delta}{\nu}$.

Les conditions aux limites de la couche limite exigent que :

$$\begin{array}{ll} \text{pour } y = 0 & \phi^* = 0, \quad \phi^{*'} = 0 \\ \text{pour } y = \infty & \phi^* = 0, \quad \phi^{*'} = 0 \end{array}$$

Pour des nombres de Reynolds assez grands, le deuxième membre de l'équation d'Orr-Sommerfeld peut être négligé :

$$(7) \quad (\bar{U}^* - c^*)(\phi^{*''} - \alpha^{*2} \phi^*) - \bar{U}^{*''} \phi^* = 0$$

C'est l'équation de stabilité non visqueuse. Cette équation présente un point singulier : lorsqu'on se trouve au point où la vitesse de propagation c_r est égale à la vitesse locale de l'écoulement $\bar{U}^*$, les solutions de cette équation divergent. L'équation d'Orr-Sommerfeld ne peut plus être résolue sans le second membre ; en effet dans la couche

critique, c'est-à-dire autour du point où $\bar{U}^* = c$, l'ordre de grandeur des différents termes de l'équation ne permet plus de négliger le terme visqueux.

Pour un écoulement $\bar{U}^*(y)$ donné, l'équation (6) avec ses conditions aux limites présente quatre paramètres : α , Re , c_r , et c_i . Dans le cas d'un écoulement laminaire, $\bar{U}^*(y)$ est connu et par suite pour un couple de valeurs α et Re donnés, on peut faire correspondre un couple de valeurs c_r et c_i .

2.3 PLAQUE PLANE A GRADIENT LONGITUDINAL DE PRESSION NUL

La résolution de l'équation d'Orr-Sommerfeld pour un écoulement sur une plaque plane sans gradient de pression a été effectuée par différents auteurs tels que LIN /6/, SCHLICHTING /7/, SHEN /8/ et TIMMAN et ZAAT /9/. La figure 3 représente les courbes neutres obtenues par ces auteurs (courbes construites en reliant les différents points du plan (α, R_{δ_1}) ou (β_r, R_{δ_1}) pour lesquels la valeur de c_i est nulle. On constate que les valeurs du nombre de Reynolds critique $(R_{\delta_1})_c$ ne sont pas les mêmes (les valeurs de $(R_{\delta_1})_c$ sont déterminées par les parallèles à l'axe des ordonnées tangentes aux courbes).

Pour SCHLICHTING, $(R_{\delta_1})_c = 475$

Pour LIN, $(R_{\delta_1})_c = 420$

Pour TIMMAN et ZAAT, $(R_{\delta_1})_c = 320$.

Remarque : le nombre de Reynolds critique $(R_{\delta_1})_c$ est nettement plus faible que le nombre de Reynolds de transition $(R_{\delta_1})_T$ indiqué sur la courbe de la figure 1.

2.4 PLAQUE PLANE AVEC UN GRADIENT DE PRESSION

Dans une couche limite, l'un des paramètres le plus important qui affecte la transition est le gradient longitudinal de pression de l'écoulement libre. Un gradient de pression favorable ($\text{grad } p < 0$) rend l'écoulement plus stable, et inversement un gradient de pression adverse ($\text{grad } p > 0$) tend à le rendre moins stable.

En effet, un gradient de pression adverse crée un point d'inflexion sur les profils de vitesse moyenne. Or, il a été démontré dans la limite non visqueuse (par Lord RAYLEIGH d'une part, et TOLLMIEU, d'autre part) que tout écoulement, dont les profils de vitesse moyenne présentent un point d'inflexion, est instable.

L'influence du gradient de pression se fait sentir par l'intermédiaire des profils de vitesse moyenne. Ainsi, il est commode d'introduire le facteur de forme Λ défini de la façon suivante :

$$\Lambda = \frac{\delta^2}{\nu} \frac{dU_e}{dx}$$

pour exprimer l'effet de ce dernier.

Les résultats des calculs faits par SCHLICHTING et ULRICH /10/ montrent que (fig. 4) :

- Pour des gradients de pression positifs (Λ négatives), d'une part, la valeur du nombre de Reynolds critique $(R_{\delta_1})_c$ diminue lorsque la valeur absolue de Λ croît, et d'autre part, la branche supérieure de la courbe de neutralité tend vers une asymptote parallèle à l'axe des R_{δ_1} et différente de zéro pour des valeurs croissantes de R_{δ_1} . Ainsi, la courbe de neutralité étant une courbe ouverte, il existe toujours une certaine plage de fréquence pour laquelle la perturbation est toujours amplifiée.

- Pour des gradients de pression négatifs, (Λ positives) d'une part, la valeur du nombre de Reynolds critique croît avec la valeur de Λ , et d'autre part, la branche supérieure de la courbe de neutralité tend vers zéro pour des valeurs croissantes de R_{δ_1} .

Les calculs montrent aussi que le nombre de Reynolds critique $(R_{\delta_1})_c$ est approximativement proportionnel à $e^{0,6\Lambda}$ pour des valeurs de Λ comprises entre -3 et +3. Par contre, les résultats expérimentaux obtenus par LIEPMANN montrent que le nombre de Reynolds de début de transition $(R_{\delta_1})_T$ est approximativement proportionnel à $e^{0,08\Lambda}$: l'effet du gradient de pression se fait beaucoup moins sentir sur le Reynolds de début de transition que sur le Reynolds critique.

2.5 INFLUENCE DE LA COURBURE

D'après les résultats obtenus par GORTLER /11/, les perturbations engendrées par les surfaces courbes n'affectent la transition que lorsque le nombre sans dimension G dépasse la valeur de 1,2. G est défini de la façon suivante :

$$G = R_{\delta_1} \sqrt{\delta_1 / r}$$

où r est le rayon de courbure.

Si G reste supérieur à 1,2, le nombre de Reynolds critique devient plus faible que celui prévu par la théorie de stabilité concernant les ondes de TOLLMIE-SCHLICHTING : la courbure donne naissance à des tourbillons qui sont supposés responsables de la transformation de la couche limite de l'état bidimensionnel à l'état tridimensionnel.

Les expériences de LIEPMANN /12/ et /13/ montrent que le Reynolds $(R_{\delta_1})_T$ de transition n'est pas affecté par une surface convexe. Par contre, une surface concave le réduit d'une façon considérable. La figure 2 représente l'effet de la courbure sur le nombre de Reynolds de transition $(R_{\delta_1} = f(-\frac{\delta_1}{r}))$. (Les valeurs négatives de r correspondent à des surfaces convexes).

3 - DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

3.1 DESCRIPTION DE LA SOUFFLERIE

C'est une soufflerie subsonique à circuit ouvert fonctionnant en aspiration (fig. 5). La veine d'essai de section carrée (0,5m de côté) mesure 1,5m de long. Devant la veine se trouve un convergent dont le rapport de contraction est égal à 9. Les mesures au fil chaud nécessitent un écoulement dépoussiéré, aussi avant d'atteindre le convergent, l'air passe-t-il à travers un filtre en papier.

La vitesse de l'écoulement dans la veine d'essai peut varier de 4m/s à 25m/s. Pour une vitesse de l'écoulement égal à $U_{\infty} = 12,5\text{m/s}$, vitesse à laquelle sont faits les essais, le niveau de turbulence est aux environs de 0,35 %. Quelques tentatives ont été faites en vue de réduire ce niveau de turbulence (mise en place devant le convergent d'écrans en toile) mais elles n'ont pas été couronnées de succès du fait que le nombre d'écrans est limité pour ne pas avoir une perte de charge trop importante. La figure 1 représente l'effet de la pré-turbulence sur le nombre de Reynolds de transition. Sur cette figure le point représentatif de la soufflerie ($\frac{(\sqrt{u'^2})_{\infty}}{U_e} = 0,35\%$ et $R_{\delta_1} = 1,3 \cdot 10^3$ valeur obtenue sur une plaque plane à bord d'attaque elliptique d'allongement 10) montre que le nombre de Reynolds de transition est nettement plus faible que celui déterminé par les autres auteurs. Ceci est dû, comme on le verra plus tard d'après les résultats des essais, à la survitesse engendrée par le bord d'attaque elliptique qui fait avancer la transition.

La plaque est maintenue dans la veine d'essai par quatre supports qui sont solidaires d'un lourd châssis indépendant de la veine. Ainsi les vibrations de la plaque se trouvent réduites ; cette dernière est même isolée des vibrations produites par les parois, vibrations qui risqueraient d'engendrer des fréquences parasites dans la couche limite.

Solidaire de ce même châssis, un porte-sonde équipé de moteurs et de systèmes de vis sans fin permet de déplacer au-dessus de la plaque dans le plan médian une sonde exploratrice. Les déplacements sont

faits par sauts : de $0,1 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ suivant la verticale et de 10^{-3} m suivant l'horizontale.

3.2 DESCRIPTION DE LA PLAQUE

C'est une plaque en duralumin de 1m de long, de 0,5m de large et de 0,03m d'épaisseur. Elle est usinée par une machine dont la précision est de 1/100 près. Le bord d'attaque de la plaque est un profil elliptique d'allongement égal à 10. L'extrados de cette plaque est constitué d'ondulations sinusoïdales de longueur d'onde $\lambda = 0,1 \text{ m}$ et d'amplitude $a = 0,25 \cdot 10^{-3} \text{ m}$. La première ondulation ne commence qu'à une abscisse $x = 0,195 \text{ m}$ comptée à partir du bord d'attaque. Ainsi entre la fin de l'ellipse du bord d'attaque ($x = 0,150 \text{ m}$) et le commencement de la première ondulation, il existe une partie plane sur une distance de 0,045m. Cette partie plane a pour but d'éviter que la survitesse engendrée par le bord d'attaque se fasse sentir sur la première ondulation. Mais on remarquera d'après les résultats que cette longueur n'est pas suffisante et que la survitesse se fait encore sentir au commencement de la première sinusoïde. Il est à noter aussi que la ligne des crêtes des ondulations est dans le même plan que la partie plate.

L'intrados de cette plaque est constitué par une surface plane. Ainsi la plaque plane et la plaque ondulée ont le même bord d'attaque et le même état de surface. La comparaison des résultats obtenus sur les deux faces de la plaque sera plus facile.

3.3 INSTRUMENTS DE MESURE

3.3.1 Anémomètre à film chaud

Les mesures des vitesses moyennes, des fluctuations de vitesse sont faites à l'aide d'une chaîne anémométrique. L'élément sensible est un film de platine déposé autour d'un support de quartz. Le diamètre de cet élément sensible est de l'ordre de 25 microns.

Pour traduire les tensions moyennes relevées V au bout de la chaîne anémométrique en vitesse moyenne U , la formule empirique de COLLIS et WILLIAMS /14/ reliant le nombre de Nusselt au nombre de

Reynolds a été utilisée :

$$N = A + B R^n$$

N peut être explicité sous la forme :

$$N = \frac{\alpha d}{\lambda} \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{Q}{\Delta t} \quad \text{où} \quad Q = \frac{\bar{V}^2}{R}$$

c'est-à-dire
$$N = \frac{\bar{V}^2 d}{R \cdot \lambda \cdot \Delta t}$$

Par suite, on obtient l'expression de KING :

$$\bar{V}^2 = a + b U^n$$

Les coefficients a et b disparaissent quand, connaissant les tensions V_0 et V_e correspondant respectivement à la vitesse nulle et à la vitesse de l'écoulement libre à la frontière de la couche limite, on forme le rapport :

$$\frac{\bar{V}^2 - V_0^2}{V_e^2 - V_0^2} = \left(\frac{\bar{U}}{U_e} \right)^n$$

Quant à l'exposant n , il est donné par la pente de la droite représentant la fonction $\bar{V}^2 - V_0^2 = f(\bar{U})$ tracée en échelle logarithmique à partir d'étalonnage.

Remarque : Les étalonnages des différentes sondes conduisent toujours à une valeur de n voisine de 0,5. Aussi dans les dépouillements des mesures, c'est toujours la valeur $n = 0,5$ qui est choisie. Néanmoins pour chaque nouvelle sonde, un étalonnage est toujours fait à titre de contrôle.

En bout de la chaîne anémométrique, les fluctuations moyennes de tension $\sqrt{v'^2}$ sont aussi relevées. A ces fluctuations de tension correspondent des fluctuations de vitesse. La correspondance de ces deux quantités s'effectue de la façon suivante :

$$\frac{(\bar{V} + v')^2 - V_0^2}{\bar{V}^2 - V_0^2} = \left(\frac{\bar{U} + u'}{\bar{U}} \right)^{0,5}$$

C'est-à-dire à une variation instantanée de vitesse correspond une variation instantanée de tension :

$$\left(1 + \frac{2 \bar{V} u'}{\bar{V}^2 - V_0^2} + \frac{u'^2}{\bar{V}^2 - V_0^2} \right)^2 - 1 = \frac{u'}{U}$$

En linéarisant cette relation, en négligeant les termes en v' de degré supérieur à 1, on obtient l'expression suivante :

$$\frac{u'}{U} = \frac{4 \bar{V}}{\bar{V}^2 - V_0^2} u'^2$$

D'où en passant aux valeurs efficaces de fluctuation :

$$\frac{\sqrt{u'^2}}{U} = \frac{4 \bar{V}}{\bar{V}^2 - V_0^2} \sqrt{u'^2}$$

La transformation de fluctuations moyennes de tension aux fluctuations de vitesse n'est valable que pour des faibles valeurs de $\sqrt{u'^2}$. Pour des fluctuations importantes, la conversion sera erronée mais on ne tiendra compte que des variations relatives d'une valeur par rapport à une autre (voir annexe).

3.3.2 Analyses spectrales

Le signal fourni par la chaîne anémométrique présente des fluctuations aléatoires. L'analyseur de fréquence permet de faire la décomposition spectrale de ce signal. C'est un analyseur analogique à filtre suiveur. Le fonctionnement de cet appareil peut se résumer ainsi : un filtre de largeur de bande Δf se déplace sur une certaine plage de fréquences. Ce déplacement peut être soit manuel, soit automatique (balayage continu). A chaque instant, on obtient en sortie de l'appareil la contribution en valeur efficace du signal pour la fréquence sur laquelle est calé le filtre. Il est à remarquer que cette valeur efficace à la sortie de l'appareil dépend de la largeur de bande Δf du filtre, et que cette dernière ainsi que les constantes d'intégration peuvent être réglées en fonction de la nature du signal à analyser et de la précision statistique désirée /15/.

La tension électrique recueillie à la sortie de l'analyseur est envoyée dans un convertisseur logarithmique. Ce dernier permet la présentation du spectre d'amplitude en coordonnées logarithmiques.

Normalisation des spectres : pour simplifier un peu ce pro-

blème de normalisation, tous les spectres sont effectués avec la même largeur de bande égale à 10Hz. Ainsi les spectres sont comparables les uns par rapport aux autres mais à des translations près suivant l'axe des valeurs efficaces. Pour pouvoir bien les positionner les uns par rapport aux autres, il suffit sur chaque spectre de tracer la valeur efficace de la tension du signal total et de relever cette valeur. Etant donné que les tensions électriques ne sont pas directement proportionnelles aux vitesses et que la traduction des fluctuations de tension en fluctuations de vitesse dépend du point de fonctionnement moyen du film chaud, il faut transformer la valeur efficace de la tension du signal total en valeur efficace des fluctuations de vitesse. Ainsi chaque spectre est doté d'un niveau de valeur efficace des fluctuations de vitesse. Pour comparer les spectres, il suffit de les positionner de telle façon que leur niveau efficace des fluctuations de vitesse soit respecté.

Remarque : sur les figures des analyses spectrales, l'échelle des amplitudes est tracée de la façon suivante : la graduation 100 correspond à un niveau de valeur efficace de la fluctuation de vitesse

$\sqrt{u'^2} / U_e = 0,01$. Cette présentation permet une lecture directe des amplifications. Par exemple, sur la figure 17, si on se cèle sur la fréquence de 300Hz entre les sections d'abscisse $x = 295\text{mm}$ et $x = 345\text{mm}$, l'amplitude passe de 5 à 10, ce qui correspond à une amplification de :

$$\frac{(\sqrt{u'^2_{\Delta f}})_{345}}{(\sqrt{u'^2_{\Delta f}})_{295}} = 2$$

3.3.3 Mesure de pression statique

Des trous de diamètre égal à 1mm servant de prises de pression statique sont percés sur la plaque. Les pressions sont mesurées à l'aide d'un manomètre différentiel à alcool sur lequel l'erreur totale de lecture est de 5/100 de mm d'eau.

4 - RESULTATS DES MESURES

4.1 PLAQUE PLANE LISSE

La précision du réglage du gradient longitudinal de pression de la plaque est très importante pour l'étude : d'une part, comme on va s'en apercevoir, les résultats des mesures et en particulier la distribution des niveaux de turbulence, et la répartition des niveaux énergétiques dans les spectres de fréquence sont sensibles aux faibles variations du gradient longitudinal de pression. D'autre part, pour pouvoir comparer les résultats des mesures faites sur la plaque plane et ceux obtenus sur la plaque ondulée, il faut que les écoulements extérieurs soient les mêmes d'une manière assez rigoureuse. Etant donné la grande sensibilité que présente le phénomène envers le gradient longitudinal de pression, il a été jugé utile de faire des mesures pour trois incidences différentes de la plaque : une incidence pour laquelle le gradient de pression est considéré comme nul, une incidence de $+10'$ et une incidence de $-10'$ par rapport à la position à gradient de pression nul, (ces calages d'incidence sont faits au niveau d'eau à $1'$ près).

Le gradient longitudinal de pression est déterminé à l'aide des prises de pression statique percées sur la plaque aux abscisses $x = 295\text{mm}$ et $x = 795\text{mm}$.

Pour le gradient de pression considéré comme nul, la répartition du coefficient de pression le long de la plaque est représentée sur la figure 6. Pour la détermination de ces coefficients de pression, la pression de référence est celle mesurée à l'abscisse $x = 295\text{mm}$. Etant donnée la précision du manomètre différentiel utilisé pour la mesure des pressions ($\pm 0,025\text{mm H}_2\text{O}$), l'incidence de la plaque pour laquelle le gradient longitudinal de pression est considéré comme nul n'est réglé qu'à trois ou quatre minutes d'angle près. Il est à remarquer que l'effet de la survitesse due au bord d'attaque se fait encore sentir jusqu'au point d'abscisse $x = 395\text{mm}$.

Pour les incidence $+10'$ et $-10'$ (il convient d'affecter l'angle d'inclinaison du signe + si le gradient longitudinal de pression

est positif et du signe - si le gradient longitudinal de pression est négatif), les variations du coefficient de pression dans la section d'abscisse $x = 795\text{mm}$ sont de l'ordre de 1 % par rapport à la position pour laquelle le gradient de pression est considéré comme nul. Or la précision des mesures de ces coefficients de pression est de l'ordre de 0,5 %. Ainsi les gradients de pression engendrés par des incidences de $\pm 10^\circ$ sont à peine mesurables.

Une tentative de réglage du gradient longitudinal de vitesse a été faite par déplacement du film chaud dans l'écoulement libre à 50mm au-dessus de la plaque. Ce choix de l'ordonnée a été fait pour être dans les mêmes conditions de mesure que sur la plaque ondulée (voir 4.2). Les fluctuations de vitesses dues à la pré-turbulence, la dérive électronique de la chaîne anémométrique font que les mesures ne sont pas plus précises que celles effectuées avec le manomètre différentiel à alcool. Par ailleurs, le film chaud ne se déplace pas à la frontière de la couche limite, la détermination du gradient de pression par cette méthode risquerait d'être faussée.

La valeur de la vitesse mesurée au droit du point d'abscisse $x = 295\text{mm}$ étant prise comme valeur de référence, les évolutions de la répartition longitudinale des vitesses pour les trois incidences de la plaque ont été représentées sur la figure 7. Il est à remarquer que lorsqu'on va de l'incidence -10° à $+10^\circ$ en passant par zéro, la survitesse au bord d'attaque a tendance à augmenter.

4.1.1 Profils de vitesse moyenne

Lorsqu'on regarde la figure 8, la première chose qui retient l'attention est l'existence d'un point d'inflexion sur les profils de vitesse moyenne, ceci jusqu'à la section d'abscisse $x = 395\text{mm}$ environ et quelle que soit l'incidence de la plaque. Ce point d'inflexion est dû à la présence d'un gradient de pression adverse engendré par la survitesse du bord d'attaque (ce gradient de pression a déjà été signalé dans le paragraphe précédent). Il faut aussi remarquer que les profils de vitesse moyenne sont tous pratiquement confondus jusqu'aux environs

de la section d'abscisse $x = 395\text{mm}$ pour différentes incidences de la plaque. Ceci est encore dû à l'effet de la survitesse au bord d'attaque : en effet le gradient de pression adverse crée par la survitesse est encore relativement fort jusqu'aux alentours de la section d'abscisse $x = 395\text{mm}$, si bien que le gradient de pression favorable engendré par une incidence de -10° n'arrive pas à le compenser. Ainsi quelle que soit l'incidence de la plaque, le gradient de pression en cette zone est toujours positif ; c'est toujours l'effet de la survitesse qui l'emporte.

C'est plus en aval de la plaque que l'effet des incidences se fait sentir sur les profils de vitesse moyenne : la transition, intervenant plus ou moins tôt suivant l'angle d'inclinaison de la plaque, apporte des changements dans l'allure des profils. Il est à signaler qu'un gradient négatif longitudinal de pression affecte peu la répartition des vitesses moyennes. Par contre, un gradient positif longitudinal de pression a un effet plus sensible ; la transition est à un stade plus avancé vers la fin de la plaque mais sans que le régime turbulent ne soit établi.

4.1.2 Épaisseur de déplacement δ_1 (fig. 9)

Les valeurs des épaisseurs de déplacement δ_1 sont calculées à partir des profils de vitesse moyenne :

$$\delta_1 = \int_{y=0}^{y=\delta} \left(1 - \frac{\bar{U}}{U_\infty}\right) dy$$

Etant donnée l'imprécision sur le positionnement de la sonde en ordonnée près de la paroi, lors des relevées des profils de vitesse moyenne (l'origine des ordonnées $y = 0$ étant mal connue) les valeurs de δ_1 de par sa définition risqueraient d'être peu précises. Néanmoins l'épaisseur de déplacement pour l'incidence nulle suit assez bien la courbe théorique prévue par Blasius jusqu'à la section d'abscisse $x = 645\text{mm}$ environ. L'effet des différentes incidences ne se fait pratiquement pas sentir sur les valeurs de δ_1 en régime laminaire car les variations des gradients longitudinaux de pression sont faibles.

4.1.3 Épaisseurs de quantité de mouvement δ_2 (fig. 10)

Les valeurs des épaisseurs de quantité de mouvement δ_2 sont calculées à partir des profils de vitesse moyenne :

$$\delta_2 = \int_{y=0}^{y=\delta} \frac{\bar{U}}{U_e} \left(1 - \frac{\bar{U}}{U_e}\right) dy$$

De par sa définition, la précision des valeurs de δ_2 est peu affectée par les faibles erreurs de positionnement de la sonde en ordonnée près de la paroi. Les épaisseurs de quantité de mouvement suivent de très près la courbe théorique de Blasius. Jusqu'à la section d'abscisse $x = 395\text{mm}$, les valeurs des δ_2 correspondant aux différentes incidences pour une même station sont confondues. Entre la tranche d'abscisse $x = 395\text{mm}$ et la tranche d'abscisse $x = 545\text{mm}$ on peut constater les faibles variations des épaisseurs de quantité de mouvement dues aux différentes incidences sans la contribution du phénomène de transition. En effet, les points représentatifs des δ_2 pour les incidences $-10'$ et $+10'$ tout en suivant la courbe théorique de Blasius présentent un léger écart de part et d'autre de cette courbe : la valeur de δ_2 est supérieure à celui de Blasius lorsque l'incidence est de $+10'$ et lui est inférieure lorsque l'incidence est de $-10'$.

A partir de la section d'abscisse $x = 595\text{mm}$, le phénomène de transition commence à se manifester pour le cas où l'incidence est égale à $+10'$, alors les valeurs de δ_2 quittent celles prévues par Blasius et augmentent beaucoup plus vite que ces dernières. Le même phénomène se produit pour le cas de l'incidence nulle à partir de la section d'abscisse $x = 695\text{mm}$. Quant au cas où l'incidence est égal à $-10'$, le décrochage des valeurs de δ_2 n'a pas encore lieu, en fin de plaque.

4.1.4 Paramètre de forme $H = \delta_1 / \delta_2$ (fig. 11)

A cause de l'imprécision des valeurs des δ_1 , les valeurs du paramètre de forme sont quelque peu dispersées. Néanmoins, l'influence des différentes incidences de la plaque sur la position de la transition se fait sentir d'une façon nette.

- Pour le cas où le gradient de pression est positif, les valeurs de H commencent à chuter à partir du point d'abscisse $x = 395\text{mm}$ environ, et vers la fin de la plaque, c'est-à-dire au point d'abscisse $x = 845\text{mm}$ environ, elles tendent asymptotiquement vers la valeur de 1,4 prévue en régime turbulent.

- Pour le cas où le gradient de pression est nul, les valeurs de H ne commencent à diminuer qu'à partir du point d'abscisse $x = 595\text{mm}$.

- Quant au cas où le gradient de pression est négatif, la cassure de la courbe de H se fait à peu près au point d'abscisse $x = 645\text{mm}$.

Pour ces deux derniers cas, vers la fin de la plaque, la valeur de 1,4 du régime turbulent est encore loin d'être atteinte.

Il a été constaté au § 4.1 que le gradient adverse de pression dû à la survitesse du bord d'attaque est relativement élevé et se fait sentir jusqu'à l'abscisse $x = 395\text{mm}$. Mais ce gradient à lui seul ne suffit pas à déclencher la transition (le point de début de transition pour le cas où l'incidence est nulle se trouve aux environs de l'abscisse $x = 595\text{mm}$). Par contre, si à ce gradient vient s'ajouter celui dû à l'incidence positive (+10'), leur effet cumulatif avancerait probablement la transition jusqu'à l'abscisse $x = 395\text{mm}$.

Quant au cas où l'incidence de la plaque est négative, le point de début de transition n'est que légèrement repoussé en aval par rapport à celui correspondant au cas de l'incidence nulle.

4.1.5 Coefficient local de frottement

Le coefficient de frottement est obtenu en utilisant la pente à l'origine du profil de vitesse moyenne :

$$C_f = \frac{\tau_0}{\frac{1}{2} \rho U_e^2} = \frac{\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_0}{\frac{1}{2} \rho U_e^2} = \frac{2\nu}{U_e} \cdot \frac{\partial \left(\frac{u}{U_e} \right)}{\partial y}$$

Les résultats obtenus pour les trois incidences sont représentés sur la figure 12. Tant que le phénomène de transition n'intervient pas, les coefficients de frottement pour différentes incidences de la plaque sont très proches, et suivent d'assez près la courbe théorique de Blasius. Ils commencent à quitter cette courbe à l'abscisse $x = 595\text{mm}$ pour

le cas où l'incidence de la plaque est de $+10'$, à l'abscisse $x = 745\text{mm}$ lorsque l'incidence est nulle. Quant aux cas où l'incidence est égale à $-10'$, en fin de plaque, la courbe $C_f = f(Rx)$ ne présente pas encore de cassure marquée.

Mis à part le décrochage des valeurs de C_f par rapport à la courbe théorique de Blasius en des abscisses différentes dû aux différentes incidences, on constate que les faibles variations d'inclinaison de la plaque ne modifient pas en zone laminaire de façon sensible les coefficients de frottement local.

4.1.6 Distribution des niveaux de turbulence

Pour différentes abscisses, des niveaux de turbulence sont relevés à travers la couche limite. Ces niveaux de turbulence peuvent être rapportés soit à la vitesse de l'écoulement libre ($\sqrt{u'^2} / U_e$), soit à la vitesse locale de l'écoulement ($\sqrt{u'^2} / \bar{U}$).

Seuls les profils $\sqrt{u'^2} / U_e = f(y)$ pour différentes abscisses et relatifs à la plaque soumise à un gradient de pression nul sont reportés sur la figure 13. Leur interprétation sera faite au cours du § 5.1.3.

Il est aussi intéressant de voir l'évolution du maximum de ces profils le long de la plaque. Les courbes de la figure 14 représentent $(\sqrt{u'^2} / U_e)_{\text{MAX}} = f(x)$ pour différentes incidences. Lorsque la plaque est inclinée de $+10'$, on constate que la valeur de $(\sqrt{u'^2} / U_e)_{\text{MAX}}$ se met à augmenter brusquement aux alentours du point d'abscisse $x = 395\text{mm}$. Le même phénomène se produit pour l'incidence nulle au point d'abscisse $x = 545\text{mm}$ environ. Quant au cas où l'incidence est égale à $-10'$, l'augmentation des maxima se fait d'une façon progressive. On remarque aussi que $(\sqrt{u'^2} / U_e)_{\text{MAX}}$ passe par un maximum : ce dernier est aux environs de la section d'abscisse $x = 745\text{mm}$ pour le cas où la plaque est à $+10'$, vers la fin de la plaque pour le cas où l'incidence est nulle ; tandis que pour la plaque inclinée à $-10'$, la courbe est encore en pleine montée en bout de plaque.

Quant aux niveaux de turbulence rapportés à la vitesse locale de l'écoulement, seule la valeur maximale $(\sqrt{u'^2} / \bar{U})_{\text{MAX}}$ rencontrée

sur le profil est retenue. Les profils $\sqrt{w^2}/\bar{U} = f(y)$ en eux-mêmes ne présentent rien de particulier, sinon que leur maximum se trouve toujours à peu près à un niveau d'ordonnée constant ($y \cong 0,2\text{mm}$). La figure 15 représente les évolutions de ces maxima le long de la plaque pour différentes incidences. Il est à constater que l'effet de l'incidence se fait ressentir très tôt sur ces courbes. Pour l'incidence $+10^\circ$ la courbe présente une cassure aux environs du point d'abscisse $x = 295\text{mm}$. A partir de cet endroit, les valeurs de $(\sqrt{w^2}/\bar{U})_{\text{MAX}}$ augmentent très rapidement pour atteindre un maximum dans la section d'abscisse $x = 595\text{mm}$. De la même façon, pour l'incidence nulle, la cassure de la pente se fait aux environs de l'abscisse $x = 395\text{mm}$ et le maximum se présente dans la section d'abscisse $x = 745\text{mm}$. Quant à l'incidence -10° c'est aux alentours du points d'abscisse $x = 495\text{mm}$ que s'effectue le changement important de pente et c'est vers l'abscisse $x = 845\text{mm}$ environ que $(\sqrt{w^2}/\bar{U})_{\text{MAX}}$ atteint son maximum.

4.1.7 Analyses spectrales

-Cas où la plaque est soumise à un gradient de pression nul.

Des analyses spectrales ont été faites pour une section bien déterminée ($x = 295\text{mm}$) et en des ordonnées différentes à travers la couche limite pour essayer de déterminer quelle est l'ordonnée la plus intéressante pour laquelle les analyses devraient être effectuées tout le long de la plaque (fig. 16). Il se trouve que c'est à l'ordonnée $y = 0,2\text{mm}$ que les pics de fréquences sortent le mieux de l'allure générale du spectre. De ce fait, toutes les analyses spectrales le long de la plaque sont effectuées à cette ordonnée.

Les analyses spectrales sont faites à partir du point d'abscisse $x = 195\text{mm}$ (fig.17). Déjà à cette abscisse, le spectre de fréquence présente une bosse dont le maximum d'énergie correspond à la fréquence de 360 Hz environ. Au fur et à mesure que le nombre de Reynolds augmente, deux phénomènes se produisent simultanément.

- La bosse s'élargit vers des valeurs de fréquence plus faibles et sa contribution au point de vue énergétique dans le signal global devient de plus en plus importante.

- Ces hautes fréquences prennent naissance (voir interprétation du § 5.1.5) et contribuent énergétiquement elles aussi de plus en plus et de ce fait, l'allure générale du spectre se relève peu à peu.

A l'abscisse $x = 495\text{mm}$, la bosse des fréquences disparaît.

- Cas où la plaque est soumise à un gradient de pression positif ou négatif. Sur la figure 18 sont représentés les spectres de fréquence faits pour les trois incidences différentes de la plaque en un même point ($x = 195\text{mm}$; $y = 0,2\text{mm}$). On remarque que lorsque l'incidence de la plaque passe de -10° à $+10^\circ$, deux phénomènes se produisent :

- la bosse de fréquence va en croissant, son niveau énergétique augmente,
- elle s'élargit (voir § 5.1.4)

Quant à la disparition de la bosse, elle se produit à l'abscisse $x = 395\text{mm}$ pour l'incidence de $+10^\circ$ et l'abscisse x comprise entre 495mm et 695mm pour l'incidence de -10° (fig. 19, 20).

4.2 PLAQUE ONDULEE

Le réglage du gradient longitudinal de pression se fait de la même façon que pour la plaque plane, c'est-à-dire à l'aide des prises de pression statique percées sur la plaque. La figure 21 représente les différents niveaux de pression aux sommets des sinusoides pour trois incidences différentes. On remarque sur cette figure que pour l'incidence considérée comme nulle, le gradient de pression déterminée sur les crêtes est nul à $0,25\%$, près entre les sections d'abscisse $x = 395\text{mm}$ et $x = 695\text{mm}$. L'étendue de cette plage à gradient nul correspond à celle de la plaque plane. Quant à ce qui se passe avant la section d'abscisse $x = 395\text{mm}$ les conditions de l'écoulement risquent de ne pas être les mêmes (le calage des deux plaques pour le gradient de pression nul n'est pas le même : $+6^\circ$ par rapport à l'horizontale pour la plaque ondulée, et -4° par rapport à l'horizontale pour la plaque plane).

La figure 22 représente les évolutions des répartitions longitudinales des vitesses pour trois incidences différentes de la plaque.

Ces vitesses sont mesurées à l'aide d'un film chaud placé à 50mm au-dessus de la plaque. La vitesse de référence est celle mesurée dans la section d'abscisse $x = 295\text{mm}$. A cet ordonnée, l'effet des ondulations ne se fait plus sentir : l'écoulement potentiel en présence d'une paroi sinusoïdale peut s'écrire :

$$U = U_{\infty} \left(1 + \frac{2\pi a}{\lambda} \cos \frac{2\pi x}{\lambda} \cdot e^{-\frac{2\pi y}{\lambda}} \right)$$

La variation de vitesse correspondant par exemple, aux sections d'abscisse $x = 395\text{mm}$ (crête) et $x = 445\text{mm}$ (creux) pour l'ordonnée $y = 50\text{mm}$ est égal à :

$$U_{395} - U_{445} = \frac{4\pi a}{\lambda} e^{-\frac{2\pi y}{\lambda}} U_{\infty}$$

$$\frac{U_{395} - U_{445}}{U_{\infty}} = 0,14 \cdot 10^{-2} \quad \text{ou } 0,14 \%$$

Comme la précision des mesures en ce point de fonctionnement du film chaud est d'environ 0,4 %, il est évident que l'effet de la paroi sinusoïdale n'est plus décelable à cette ordonnée.

La figure 23 représente la distribution de pressions statiques le long de la première sinusoïde. La courbe en trait plein représente le résultat du calcul de la répartition du coefficient de pression sur une sinusoïde précédée par un bord d'attaque elliptique d'allongement égal à 10 suivi d'une partie plane de 45mm par la méthode des sources et puits /16/. Il est à préciser que dans ce calcul, les parois de la veine n'entrent pas en ligne de compte dans les hypothèses. La distribution de pressions statiques le long de la première sinusoïde a été relevée dans le but de voir s'il ne s'y présente pas éventuellement un décollement. Il s'avère qu'aucune affirmation catégorique n'a pu être prononcée à ce propos. Théoriquement, sur le plan calcul, le critère de Pohlhausen ne prévoit pas de décollement à cet endroit, par contre le critère de THWAITES en prévoit un /2/. Ne pouvant pas trancher la question tant au point de vue expérimental que théorique, il a été décidé de faire l'étude expérimentale de l'effet global que présente une telle plaque sur la transition en faisant abstraction de l'existence éventuelle

de décollement.

4.2.1 Profils de vitesse moyenne

La figure 24 représente la distribution des profils de vitesse moyenne dans la couche limite pour différentes abscisses.

On remarque que, pour l'incidence nulle, à la section d'abscisse $x = 195\text{mm}$, le profil est bien laminaire et peut-être superposé au profil théorique de Blasius, ce qui n'est pas le cas pour la plaque plane : en effet, sur la plaque plane à l'abscisse $x = 195\text{mm}$, il existe localement un gradient de pression dû à la survitesse engendrée par le bord d'attaque. Sur la plaque ondulée, la présence des sinusoides perturbe légèrement la décroissance monotone de cette survitesse. La figure 25 représente la distribution de l'écoulement potentiel à la paroi de la plaque obtenue par le calcul /16/. On remarque que, pour la section d'abscisse $x = 195\text{mm}$, le gradient de pression local est nul.

Au fond des premiers creux les profils de vitesse moyenne présentent un point d'inflexion dû à l'effet du gradient de pression défavorable. Mais ce point d'inflexion tend à disparaître au fur et à mesure qu'on entre dans la zone de transition.

- Cas où le gradient de pression est positif ou nul : les profils de vitesse moyenne ne présentent plus de point d'inflexion dans le deuxième creux.

- Cas où le gradient de pression est négatif : le point d'inflexion n'existe plus dans le troisième creux.

4.2.2 Epaisseur de déplacement δ_1

Sur la figure 26, les épaisseurs de déplacement δ_1 sont représentées de deux façons différentes :

- les valeurs de δ_1 sont reportées par rapport à une référence sinusoidale : ceci permet de rendre compte des déformations de la paroi fictive vis-à-vis de l'écoulement libre. En effet, cette paroi fictive suit l'allure sinusoidale de la plaque, mais l'amplitude des ondulations est plus atténuée.

- les valeurs de δ_1 sont reportées par rapport à une référence plane : ceci permet de rendre compte des déformations de la paroi fictive par rapport à la paroi réelle. On remarque que ces déformations sont en opposition de phase par rapport aux ondulations de la paroi réelle, et oscillent de part et d'autre de la courbe théorique de Blasius relative à la plaque plane. Ces résultats expérimentaux sont en accord avec les résultats des calculs faits par QUICK et SCHRÖDER /17/ d'une part, et par FANNELÖP et FLÜGGE-LOTZ, d'autre part /18/.

4.2.3 Épaisseurs de quantité de mouvement δ_2

La figure 27 représente les évolutions des épaisseurs de quantité de mouvement δ_2 le long de la plaque pour différentes incidences. On constate que l'effet de la transition se manifeste beaucoup plus tôt que sur la plaque plane. Pour le cas où le gradient de pression est positif, une brusque augmentation des valeurs de δ_2 se produit au début de la deuxième ondulation. Le même phénomène se manifeste au début de la troisième ondulation pour le cas où la plaque est à incidence nulle. Tandis que pour le cas où le gradient de pression est négatif, la rupture de pente se fait aux environs du début de la quatrième ondulation.

4.2.4 Paramètres de forme $H = \delta_1 / \delta_2$

Les évolutions du paramètre de forme le long de la plaque pour différentes incidences sont représentées sur la figure 28. Elles permettent l'estimation approximative des abscisses de début et de fin de transition. On constate que l'ensemble de ces courbes présente des ondulations de même longueur d'onde que la paroi sinusoïdale mais de phase opposée. En effet, puisque les valeurs de δ_2 augmentent d'une façon assez régulière, H doit présenter à peu près les mêmes ondulations que celles de δ_1 .

- Cas où le gradient de pression est positif : la chute des valeurs de H, c'est-à-dire le commencement de la transition, se fait avant l'abscisse $x = 295\text{mm}$; le paramètre de forme atteint sa valeur correspondant au régime turbulent aux environs du point d'abscisse

$x = 395\text{mm}$.

- Cas où le gradient de pression est nul : la transition commence avant la section d'abscisse $x = 295\text{mm}$ environ et se termine aux alentours de la section d'abscisse $x = 495\text{mm}$.

- Cas où le gradient de pression est négatif : le paramètre de forme amorce sa chute avant la section $x = 445\text{mm}$ et arrive à la valeur correspondant au régime turbulent aux alentours de la section d'abscisse $x = 695\text{mm}$.

4.2.5 Coefficient local de frottement

Les coefficients de frottement calculés à l'aide des pentes à l'origine des profils de vitesse moyenne sont représentés sur la figure 29.

- Cas où la plaque présente une incidence nulle : la valeur du coefficient de frottement part à peu près du niveau correspondant à celle prévue par la théorie de Blasius pour une plaque plane, amorce sa descente et atteint son minimum lorsqu'on se situe aux environs du fond du creux de la sinusofide, puis après, remonte vers la valeur prévue par la théorie de Blasius pour une plaque plane lorsqu'on regagne la crête. Le même processus se répète pour la deuxième ondulation, mais aux abscisses correspondantes à la crête, la valeur du C_f , au lieu de s'arrêter aux environs de la droite théorique de Blasius, monte plus haut et se cantonne ensuite le long de la droite correspondant aux valeurs de C_f du régime turbulent.

- Cas où la plaque est soumise à un gradient de pression positif : le coefficient de frottement local, après être passé par un minimum dans la première ondulation, quitte les valeurs du C_f laminaire pour aller dans le domaine des C_f turbulents au début de la deuxième ondulation.

- Cas où la plaque est soumise à un gradient de pression négatif : le coefficient de frottement, après être passé trois fois par un minimum dans les trois premières ondulations quitte les valeurs du C_f laminaire au début de la quatrième ondulation pour aller dans le domaine

des C_f turbulents.

4.2.6 Distribution des niveaux de turbulence

Comme pour la plaque plane, les niveaux de turbulence sont relevés à travers la couche limite. Ces niveaux de turbulence sont rapportés, soit à la vitesse locale d'écoulement ($\sqrt{u'^2}/\bar{U}$) soit à la vitesse de l'écoulement libre ($\sqrt{u'^2}/U_\infty$). Seules les valeurs de ($\sqrt{u'^2}/U_\infty$) = $f(y)$ pour une incidence nulle sont reportées sur la figure 30. De même que pour la plaque plane, on remarque que ces profils présentent des pentes à l'origine de plus en plus raides au fur et à mesure qu'on avance vers la transition.

La figure 31 représente les évolutions de $(\sqrt{u'^2}/U_\infty)_{MAX}$ le long de la plaque pour différentes incidences. On remarque que pour les cas où les gradients de pression sont positif et nul, les niveaux de $(\sqrt{u'^2}/U_\infty)_{MAX}$ augmentent brusquement au cours de la première ondulation, et atteignent respectivement leur maximum dans les deuxième et troisième ondulation.

Quant au cas où le gradient de pression est négatif, la montée brusque des valeurs de $(\sqrt{u'^2}/U_\infty)_{MAX}$ s'effectue au cours de la deuxième ondulation. Le niveau atteint son maximum aux environs de la cinquième ondulation.

La figure 32 représente les évolutions de $(\sqrt{u'^2}/\bar{U})_{MAX}$ le long de la plaque pour différentes incidences. On remarque que les fluctuations sont fortement amplifiées durant la descente vers le creux et sont atténuées au cours de la remontée vers la crête. Ce phénomène se fait très fortement sentir au cours de la transition. Quand on arrive dans la zone correspondant au régime turbulent, l'effet des ondulations se fait très peu sentir sur la quantité $(\sqrt{u'^2}/\bar{U})_{MAX}$.

Il est à noter que le maximum de $(\sqrt{u'^2}/\bar{U})_{MAX}$ se trouve dans la deuxième ondulation pour les cas où les gradients de pression sont positifs et nuls. Quant au cas où le gradient de pression est négatif, ce maximum se situe au droit de la quatrième ondulation.

4.2.7 Analyses spectrales

Les analyses spectrales sont faites à une ordonnée constante $y = 0,2\text{mm.}$, le long de la plaque pour différentes incidences.

- Cas où la plaque est soumise à un gradient de pression (fig. 33) : comme pour la plaque plane, à l'abscisse $x = 195\text{mm}$, la bosse de fréquences privilégiées existe déjà. Mais sa disparition sur le spectre se fait dans une section d'abscisse plus faible que celle correspondant à la plaque plane ($x = 320\text{mm}$ pour la plaque ondulée au lieu de $x = 495\text{mm}$ pour la plaque plane). Par les spectres, on peut voir que les ondulations font avancer la transition.

- Cas où la plaque est soumise à un gradient de pression positif (fig. 34). La bosse des fréquences disparaît à l'abscisse $x = 295\text{mm}$.

- Cas où la plaque est soumise à un gradient de pression négatif (fig. 35). La disparition de la bosse se produit entre les abscisses $x = 345\text{mm}$ et $x = 695\text{mm}$.

5 - INTERPRETATION DES RESULTATS

5.1 PLAQUE PLANE

Les résultats concernant les distributions de vitesse moyenne, les épaisseurs de déplacement et de quantité de mouvement, le paramètre de forme, les coefficients de frottement local de la plaque plane peuvent être comparés d'une façon assez immédiate avec les résultats théoriques /19/.

Quant aux résultats de l'analyse spectrale, pour leur explication et leur interprétation, il est nécessaire de recourir à la théorie de la stabilité. En effet, cette théorie permet d'identifier la nature de la bosse des fréquences trouvées sur les spectres.

5.1.1 Identification des fréquences privilégiées

Pour chaque spectre de la plaque à gradient de pression nul, la fréquence correspondant au niveau maximal d'énergie de la bosse est relevée. Elle est ensuite transformée en fréquence circulaire β_r , puis traduite sous la forme non dimensionnelle $\beta_r \nu / U_o^2$ et enfin reportée en fonction de $R_{\delta_1} = U_o \delta_1 / \nu$ sur la figure 3. Les points de la présente étude se trouvent au voisinage de la branche supérieure de la courbe de stabilité.

Ainsi ces fréquences qui vérifient assez bien les prévisions de la théorie de la stabilité semblent avoir pour origine les ondes de TOLLMIE-SCHLICHTING.

Il est à signaler que ces fréquences instables ont été amplement étudiées par SCHUBAUER et SKRAMSTAD /20/.

5.1.2 Coefficient d'amplification des fréquences privilégiées dans la couche limite

En outre, il est possible de vérifier que les amplifications calculées à partir de la théorie de la stabilité coïncident en ordre de grandeur avec les amplifications des fréquences privilégiées observées expérimentalement à partir des analyses spectrales faites en différentes

abscisses à ordonnée constante.

D'après la relation (5) du § 2.1.2, la vitesse de perturbation u' pour une fréquence f déterminée peut s'écrire :

$$(8) \quad u'_f = \frac{\partial \Psi_f}{\partial y} = \phi'(y) \cdot e^{i\alpha [x - (c_r + i c_i)t]}$$

Il est rappelé que c_r est la vitesse de propagation de la fréquence f donnée, et c_i son coefficient d'amplification.

Pour une ordonnée y constante, la variation de u'_f en fonction de x s'écrit :

$$\frac{du'_f}{u'_f} = i\alpha [dx - (c_r + i c_i) dt]$$

Comme $c_r dt = dx$, la relation précédente se met sous la forme :

$$\frac{du'_f}{u'_f} = \alpha \frac{c_i}{c_r} dx$$

L'intégration de cette équation donne :

$$(9) \quad \text{Log} \frac{u'_f(x_2)}{u'_f(x_1)} = \int_{x_1}^{x_2} \alpha \frac{c_i}{c_r} dx$$

où α , c_i et c_r sont fonction de x .

- Calcul de l'amplification théorique.

On utilise pour ce calcul l'abaque représentée sur la figure 36 /21/. Pour un nombre de Reynolds et une longueur d'onde de la perturbation donnés, on peut lire sur l'abaque les valeurs de c_r et c_i correspondantes. Par exemple, calculons l'amplification aux environs de l'abscisse $x = 195\text{mm}$ pour une fréquence à déterminer ultérieurement. Pour $x = 195\text{mm}$,

$$\delta_1 = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{\bar{u}}{U_\infty}\right) dy = 1,72 \left(\frac{\nu x}{U_\infty}\right)^{1/2} = 0,84 \text{ mm.}$$

d'où

$$R_{\delta_1} = \frac{U_\infty \delta_1}{\nu} = 700$$

Fixons-nous une valeur de $\alpha \delta_1$, par exemple $\alpha \delta_1 = 0,275$. Pour cette valeur de $\alpha \delta_1$ et pour un nombre de Reynolds égal à 700, on peut lire sur l'abaque :

$$\frac{c_i}{U_e} = 0,5 \cdot 10^{-2} \quad , \quad \frac{c_r}{U_e} = 0,37$$

De la valeur de c_r , on peut déterminer la valeur de la fréquence : $\beta_r = \alpha_{c_r} = 2\pi f$

d'où $f = 242\text{Hz}$.

Si on suppose que entre les abscisses $x = 195\text{mm}$ et $x = 245\text{mm}$, pour la fréquence de 242Hz , les quantités α , c_i et c_r ont peu varié, l'amplification sera alors égale à :

$$\frac{u'_f(245)}{u'_f(195)} = e^{\alpha \frac{c_i}{c_r} \Delta x} = 1,25$$

- Détermination de l'amplification expérimentale.

Expérimentalement, on peut relever sur la figure 17, l'amplification suivante :

$$\frac{u'_f(245)}{u'_f(195)} \approx 1,89$$

L'amplification expérimentale est sensiblement plus élevée que l'amplification prévue par la théorie. Deux raisons possibles sont attribuées à cela :

- d'une part, dans le calcul de l'amplification théorique, l'effet de la survitesse sur le bord d'attaque de la plaque n'est pas considéré. Cette survitesse se fait encore sentir à ces abscisses et donne naissance à un gradient de pression adverse qui accroît l'instabilité de la couche limite.

- d'autre part, il n'est pas certain que les spectres aient été relevés exactement à la même ordonnée $y = 0,2\text{mm}$ aux abscisses $x = 195\text{mm}$ et $x = 245\text{mm}$. Or l'amplitude de la perturbation varie à travers la couche limite (voir éq. 8).

5.1.3 Considérations sur les profils $\sqrt{u'^2}/U_e = f(y)$

Lorsqu'une faible perturbation bidimensionnelle, u' et v' de fréquence donnée, est superposée à un écoulement moyen $\bar{U}$, l'équation de conservation d'énergie s'écrit [5] :

$$(10) \quad \frac{\partial E}{\partial t} = \rho M - \mu N$$

où

$$E = \iint \frac{1}{2} \rho (u'^2 + v'^2) dx \cdot dy$$

$$\rho M = - \iint \rho u' v' \frac{d\bar{U}}{dy} dx \cdot dy$$

$$\mu N = \iint \mu \left(\frac{\partial u'}{\partial y} - \frac{\partial v'}{\partial x} \right)^2 dx \cdot dy$$

Le terme N étant toujours positif, seul le terme M exprimant le transfert d'énergie de l'écoulement moyen vers la perturbation, peut contribuer à l'instabilité de la fréquence f considérée. Cette contribution ne peut se faire que sous une certaine condition : le terme $d\bar{U}/dy$ est positif ; il faut que le produit $u'v'$ soit négatif pour que la perturbation reçoive de l'énergie de l'écoulement moyen. Or, il a été démontré par SCHUBAUER et SKRAMSTAD /20/ que cette conjoncture favorable ne se réalise que dans la couche critique.

La figure 37 est une vérification expérimentale de ce fait. A partir des spectres relevés sur la plaque plane, à une abscisse constante $x = 295\text{mm}$ et pour différentes ordonnées y , (fig.16) la valeur efficace des perturbations de vitesse u' correspondant aux différentes fréquences instables (300Hz, 260Hz, 200Hz) est reportée en fonction de l'ordonnée y .

La courbe relative à la fréquence de 260Hz présente un maximum au niveau du point critique, point pour lequel $c_p / U_e = \bar{U} / U_e = 0,38$. La valeur de la vitesse de propagation c_p / U_e est déterminée à partir de l'abaque représentée sur la figure 36.

Pour la fréquence de 200Hz, la courbe ne présente pas un maximum bien localisé, néanmoins la zone où les valeurs sont maximales encadre l'ordonnée du point critique, point pour lequel la vitesse de propagation $c_p / U_e = 0,37$.

Quant à la courbe relative à la fréquence de 300 Hz, elle présente bien un maximum qui se situe à une ordonnée où la vitesse de l'écoulement est égale à la vitesse de propagation $c_p / U_e = 0,38$. Il faut cependant préciser que théoriquement cette fréquence de 300Hz se situe légèrement à l'extérieur du domaine instable, mais étant donné qu'on se trouve à une abscisse où la survitesse du bord d'attaque se fait encore sentir, il se pourrait que l'effet de ce gradient adverse de pression

rend cette fréquence instable.

Par contre, pour la fréquence de 450Hz, qui n'est pas une fréquence privilégiée, la courbe augmente régulièrement.

A partir de l'ordonnée $y = 1,3\text{mm}$, la bosse des fréquences privilégiées a disparu sur les spectres : toutes les courbes tendent alors vers les niveaux correspondant à la pré-turbulence. C'est donc bien dans une zone particulière, dans la couche critique, que les fréquences instables sont amplifiées.

Cette remarque permet d'expliquer l'évolution en x sur la plaque plane des profils de distribution de turbulence $\sqrt{u'^2}/U_e = f(y)$ (fig.11). Ces profils présentent un maximum. Au départ pour $x = 195\text{mm}$, ce maximum se situe à l'ordonnée $y = 1,2\text{mm}$ environ. Puis à partir d'une certaine abscisse, ce maximum se déplace vers les ordonnées plus faibles correspondant à celle de la zone critique. La figure 38 représente l'ordonnée du maximum des différents profils $\sqrt{u'^2}/U_e$ en fonction de x . Ce phénomène s'explique de la façon suivante : dans les sections où la couche limite est encore bien laminaire, la turbulence présente une énergie maximale dans une couche d'ordonnée y variant entre 1mm et $1,5\text{mm}$. Mais au fur et à mesure qu'on avance vers l'aval, les fréquences privilégiées s'amplifient dans la couche critique ($y \approx 0,5\text{mm}$) en puisant de l'énergie dans l'écoulement moyen. De ce fait le profil de distribution de turbulence est modifié et son maximum se déplace vers l'ordonnée de la couche critique.

Le même phénomène est mis en évidence par les pentes à l'origine des profils de turbulence : $\left[\partial(\sqrt{u'^2}/U_e) / \partial y \right]_{y=0}$. La figure 38 représente en fonction de l'abscisse x la valeur de ces pentes rapportée à celle correspondant au point d'abscisse $x = 195\text{mm}$. Cette courbe représente une cassure nette provoquée par la percée au niveau de la couche critique de l'énergie contenue dans les fréquences instables.

5.1.4 Effet des gradients de pression sur les analyses spectrales

Les gradients de pression imposés à la plaque sont très faibles. Aussi, si on reporte la fréquence correspondant au niveau maximal d'éner-

gie des bosses apparues sur les spectres en fonction du nombre de Reynolds R_δ , sur la courbe de neutralité de la figure 3, on s'aperçoit qu'il n'y a guère de variation pour les différentes incidences de la plaque. En effet, si on calcule le facteur Λ à l'abscisse $x = 195\text{mm}$ pour les incidences de $+10^\circ$ et -10° , on constate qu'il est de l'ordre $+0,1$ ou $-0,1$. Ce qui est pratiquement indiscernable sur les abaques donnant la variation des courbes de neutralité en fonction de Λ .

Par contre, la comparaison des spectres d'une même abscisse $x = 195\text{mm}$ pour différentes incidences (fig. 18) révèle bien l'effet des faibles gradients de pression. Lorsque le gradient de pression est positif, la bosse de fréquences privilégiées s'élargit, et son amplitude devient plus forte. Lorsque le gradient de pression est négatif, la bosse de fréquences privilégiées se rétrécit et son amplitude devient plus faible : un gradient adverse favorise et amplifie l'instabilité tandis qu'un gradient favorable tend à l'atténuer. Ceci correspond bien aux prévisions de la théorie.

5.1.5 Tableau récapitulatif des différents phénomènes se produisant durant le passage de l'état laminaire à l'état turbulent (fig. 40)

Si on se déplace dans la couche limite et dans le sens de l'écoulement, les différents phénomènes observés, par exemple, sur la plaque plane à gradient longitudinal de pression nul, sont ;

a) Phase préliminaire à la transition : a l'abscisse $x = 195\text{mm}$, des fréquences privilégiées existent déjà dans la couche limite, mais leurs énergies sont encore faibles. Ces fréquences puisent de l'énergie dans l'écoulement moyen et s'amplifient. La première des courbes qui ressent cet effet d'amplification est celle de $(\sqrt{u'^2}/\bar{U})_{\text{MAX}} = f(y)$ car comme il a été signalé au § 4.1.6, les maximum des profils de turbulence $\sqrt{u'^2}/\bar{U} = f(y)$ se trouvent à une ordonnée à peu près constante très près de la paroi. Or, près de la paroi deux phénomènes se produisent :

- les fréquences instables s'amplifient dans la couche critique (5.1.3) qui se trouve à des faibles ordonnées. Ainsi, l'aug-

mentation des niveaux d'énergie se manifeste surtout dans cette zone,

- près de la paroi, à une ordonnée constante, la valeur moyenne de la vitesse $\bar{U}$ diminue en régime laminaire lorsqu'on se déplace vers l'aval.

C'est pourquoi on observe une variation brusque de la pente de la courbe $(\sqrt{u'^2}/\bar{U})_{\text{MAX}} = f(y)$ aux environs de la section d'abscisse $x = 395\text{mm}$.

Les fréquences privilégiées emmagasinent de l'énergie. Et à un certain moment, leur niveau d'énergie est tel qu'elles éclatent en donnant naissance à des bouffées dont les fréquences sont beaucoup plus élevées ; l'allure des spectres se relève : la contribution énergétique des hautes fréquences devient relativement de plus en plus importante. A la section d'abscisse $x = 495\text{mm}$, on n'observe plus de bosse de fréquences privilégiées sur le spectre.

Pendant ce temps, les valeurs de $(\sqrt{u'^2}/\bar{U})_{\text{MAX}}$ croissent toujours car les fréquences instables de la couche critique continuent à emmagasiner de l'énergie.

b) Amorçage de la transition

Aux environs de la tranche d'abscisse $x = 595\text{mm}$, le niveau d'énergie contenue dans la couche critique est tel qu'il émerge des profils de $\sqrt{u'^2}/U_e = f(y)$. Il déclenche ainsi la montée rapide des valeurs de $(\sqrt{u'^2}/U_e)_{\text{MAX}} = f(x)$ et l'augmentation brusque des valeurs de $[\partial(\sqrt{u'^2}/U_e)/\partial y]_{y=0}$. Au même moment, les valeurs du paramètre de forme se mettent à diminuer.

c) Début de la transition proprement dite

L'apparition des bouffées aux fréquences élevées devient de plus en plus précipitée. A la section d'abscisse $x = 745\text{mm}$, le coefficient local de frottement commence à quitter les valeurs laminaires, les valeurs de l'épaisseur de quantité de mouvement δ_x s'écartent des valeurs de Blasius ; en même temps les valeurs de $(\sqrt{u'^2}/\bar{U})_{\text{MAX}}$ atteignent leur maximum.

On constate que la transition se manifeste plus tôt sur le

paramètre de forme H que sur l'épaisseur de quantité de mouvement δ_2 . Le paramètre de forme H est égal à δ_1/δ_2 ; or l'épaisseur de déplacement, de par sa définition, est très sensible à tout ce qui se passe aux faibles ordonnées. Quant à l'épaisseur de quantité de mouvement δ_2 , sa sensibilité est moindre dans cette zone. Comme les perturbations émergent principalement dans la couche critique, leurs effets se font sentir plus vite sur l'épaisseur de déplacement δ_1 que sur l'épaisseur de quantité de mouvement δ_2 . On observe donc la diminution des valeurs du paramètre de forme H plus tôt que l'écart des valeurs de l'épaisseur de quantité de mouvement δ_2 par rapport à la courbe de Blasius.

On remarque aussi que le maximum de la courbe $(\sqrt{u^2}/\bar{U})_{\text{MAX}} = f(x)$ se présente à la même abscisse x que celle où le coefficient local de frottement commence à quitter la courbe théorique correspondant à l'écoulement laminaire. Ceci peut être expliqué de la façon suivante.

Le maximum des profils $\sqrt{u^2}/\bar{U} = f(y)$ se produit toujours pour une ordonnée fixe comprise entre 0,2 et 0,4mm. En écoulement laminaire, pour une ordonnée constante près de la paroi, au fur et à mesure qu'on se déplace vers l'aval, la vitesse diminue. D'ailleurs, c'est ce qu'on observe lorsqu'on s'intéresse à la pente à l'origine des profils de vitesse moyenne $(d\bar{U}/dy)_{y=0}$ (la valeur de ces pentes diminue). Cette vitesse passe par un minimum avant que le régime laminaire se transforme peu à peu en régime turbulent. C'est aussi à ce moment que la pente à l'origine des profils de vitesse moyenne est la plus faible. Comme, pour une ordonnée constante, la valeur de $\sqrt{u^2}$ croît d'une façon monotone, le maximum de la courbe $(\sqrt{u^2}/\bar{U})_{\text{MAX}} = f(x)$ se produit lorsque $\bar{U}$ est minimal, c'est aussi lorsque $(d\bar{U}/dy)_{y=0}$ est minimal, c'est-à-dire lorsque le coefficient de frottement local est minimal.

Par ailleurs, on constate que les valeurs de l'épaisseur de quantité de mouvement δ_2 quittent la courbe de Blasius à la même abscisse que lorsque les valeurs du coefficient local de frottement quittent les valeurs laminaires. Ceci est tout à fait normal puisqu'on peut calculer le coefficient local de frottement C_f à partir de la pente de la courbe représentant l'évolution de l'épaisseur de quantité de mouvement δ_2 . On peut donc dire que le coefficient local de frottement cal-

culé à l'aide de la pente à l'origine du profil de vitesse moyenne est correct.

En bout de plaque, on constate que le régime turbulent n'est pas encore établi.

5.2 PLAQUE ONDULEE

Sur la plaque ondulée, on retrouve les mêmes fréquences qui ont pour origine les ondes de TOLLMIEEN-SCHLICHTING identifiées sur la plaque plane au § 5.1.1. Mais ces fréquences s'amplifient très rapidement grâce aux gradients adverses de pression dus à la forme sinusoidale de la paroi. Ce phénomène se voit très tôt sur les courbes de $(\sqrt{u'^2}/\bar{U})_{\text{MAX}} = f(x)$. L'éclatement des ondes correspondant à ces fréquences dû à leur niveau d'énergie intense se produit aussi très tôt pour donner naissance à de plus hautes fréquences. La transition est avancée par rapport à la plaque plane.

Les remarques concernant les profils de turbulence faites sur la plaque plane restent valables, en particulier l'augmentation de la pente à l'origine des profils $\sqrt{u'^2}/U_e = f(y)$. La figure 39 représente en fonction de x la valeur de la pente à l'origine de ces différents profils rapportés à celle correspondant au point d'abscisse égale à 195mm. La cassure de pente de cette courbe s'explique de la même façon que pour ce qui se passe sur la plaque plane (4.1.6).

D'après les résultats de mesures, on peut dresser un tableau récapitulatif des différents phénomènes se produisant durant le passage de l'état laminaire à l'état turbulent (fig. 41).

En se déplaçant dans la couche limite et dans le sens de l'écoulement, on observe les mêmes phénomènes décrits au § 5.1.5 avec, pour seule différence, l'apparition beaucoup plus précipitée de la transition.

Les fréquences privilégiées existent déjà à l'abscisse $x = 195\text{mm}$. Dès la première ondulation, les perturbations s'amplifient à tel point que l'augmentation brutale de la pente de la courbe $(\sqrt{u'^2}/\bar{U})_{\text{MAX}} = f(x)$ se manifeste immédiatement. Au fond du creux, les

valeurs de H commencent à diminuer, et en même temps, les niveaux de $(\sqrt{u^2}/U_\infty)_{\text{MAX}} = f(x)$ augmentent rapidement ainsi que la quantité $(\partial(\sqrt{u^2}/U_\infty)/\partial y)_{y=0}$. La transition commence.

A l'abscisse $x = 320\text{mm}$, le spectre ne présente plus de bosse correspondant aux fréquences privilégiées : ces dernières sont déjà détruites et ont donné naissance aux fréquences plus élevées.

A la fin de la deuxième ondulation, l'épaisseur de quantité de mouvement δ_2 quitte la courbe de Blasius, le coefficient de frottement C_f commence à changer de régime et $(\sqrt{u^2}/U)_{\text{MAX}}$ atteint le maximum.

Vers l'abscisse $x = 695\text{mm}$, on est en régime turbulent.

On constate bien que l'ordre d'apparition des différents phénomènes est le même que celui de la plaque plane.

Remarque : on peut calculer le terme $10^3 \delta_1/r$ relatif à la courbure du niveau de la première ondulation. Ces valeurs oscillent entre -1 et $+1$ (fig.2). La courbure de la paroi pourrait avoir donc un effet sur la transition. D'après les résultats, on constate que le déclenchement de la transition est qualitativement le même que sur la plaque plane. Apparemment l'influence de la courbure ne présente pas d'effet détectable dans ce cas.

6 - CONCLUSIONS

1°) On observe bien entre le nombre de Reynolds critique et le nombre de Reynolds de transition une phase préliminaire préparant la transition. Cette phase préliminaire non détectable sur les valeurs moyennes ne peut être mise en évidence que par l'étude des fluctuations et en particulier des analyses spectrales.

2°) Les faibles incidences n'affectent pratiquement pas les valeurs moyennes en régime laminaire mais affectent beaucoup le nombre de Reynolds de transition. Ainsi, en régime laminaire, seules les grandeurs concernant les fluctuations comme $\sqrt{u'^2}/\bar{U}$, $\sqrt{u'^2}/U_e$, leur valeur maximale... sont très sensibles aux faibles gradients.

Pour l'étude de la transition, le gradient longitudinal de pression doit être réglé avec beaucoup de soin et une très faible incidence (moins de dix minutes d'angle) peut introduire des variations importantes sur les grandeurs concernant la transition.

3°) Les tableaux récapitulatifs amènent à suggérer de prendre comme critère supplémentaire de début de transition la cassure nette de la pente de la courbe $(\sqrt{u'^2}/U_e)_{MAX} = f(x)$ ou bien celle de $(\partial(\sqrt{u'^2}/U_e)/\partial y)_{y=0} = f(x)$. Ce phénomène se produit à la même abscisse que la diminution des valeurs du paramètre de forme H, diminution qui, bien localisée sur la plaque plane, l'est moins bien sur la plaque ondulée.

4°) Sur la plaque ondulée ($a = 0,25\text{mm}$; $\lambda = 100\text{mm}$) la transition se produit beaucoup plus tôt que sur la plaque plane. Le processus de déclenchement de la transition sur la plaque ondulée est qualitativement le même que sur la plaque plane : on observe, en particulier sur les spectres, les mêmes bosses de fréquence privilégiées. Toutefois, à cause de la succession de gradients adverses que provoquent les sinusoides, ces fréquences s'amplifient très rapidement.

5°) La survitesse engendrée par le bord d'attaque est encore relativement importante au-dessus de la première sinusoïde. C'est certainement la combinaison des deux gradients adverses (gradient dû à la survitesse du bord d'attaque et gradient dû à la paroi sinusoïdale) qui précipite l'arrivée de la transition.

Ainsi, il serait peut-être intéressant d'étudier l'écoulement sur une paroi ondulée sinusoïdale munie d'un bord d'attaque sans survitesse excessive.

ANNEXE

CONSIDERATION SUR LA CONVERSION DES TENSIONS AUX BORNES DU FILM
CHAUD EN VITESSE LORSQUE CES TENSIONS PRESENTENT DES
FLUCTUATIONS IMPORTANTES

La conversion des tensions en vitesse à l'aide de la formule linéarisée du § 3.3.1 n'est plus valable lorsque ces tensions présentent des fluctuations importantes. Pour des fluctuations importantes, la traduction des tensions mesurées est faite suivant le calcul ci-dessous.

Le film chaud est sensible au module du vecteur vitesse instantané U . On suppose (le temps de réponse du film étant beaucoup plus petit que les temps caractéristiques des fluctuations) que la formule de KING s'applique entre les valeurs instantanées U du module de la vitesse et V de la tension :

$$(1) \quad \frac{V^2 - V_0^2}{V_e^2 - V_0^2} = \left(\frac{U}{U_e} \right)^n \quad \text{où } n \approx \frac{1}{2}$$

$$\text{on pose } W = \frac{U}{U_e} = \overline{W} + w, \quad \Gamma = \frac{V}{V_0} = \overline{\Gamma} + \gamma$$

d'où

$$(2) \quad \frac{\Gamma^2 - 1}{\Gamma_e^2 - 1} = W^{\frac{1}{2}}$$

On connaît expérimentalement $\overline{\Gamma}$ et $\sqrt{\overline{\gamma^2}}$. En particulier $\overline{\Gamma}$ est toujours > 1 . L'équation (2) donne :

$$(3) \quad \Gamma^4 + 1 - 2\Gamma^2 = A W \quad \text{où } A = (\Gamma_e^2 - 1)^2$$

La valeur moyenne du module de la vitesse est donnée par :

$$(4) \quad A \overline{W} = \overline{\Gamma^4} + 1 - 2\overline{\Gamma^2}$$

On explicite les valeurs de $\overline{\Gamma^4}$ et $\overline{\Gamma^2}$

$$\overline{\Gamma^2} = \overline{(\overline{\Gamma} + \gamma)^2} = \overline{\Gamma^2} + 2\overline{\gamma\Gamma} + \overline{\gamma^2}$$

$$\overline{\Gamma^4} = \overline{(\overline{\Gamma} + \gamma)^4} = \overline{\Gamma^4} + \overline{\gamma^4} + 6\overline{\gamma^2\Gamma^2} + 4\overline{\gamma\Gamma^3} + 4\overline{\gamma^3\Gamma}$$

or $\overline{\gamma} = 0$ et $\overline{\gamma^3}$ est supposé nul.

D'où :

$$(5) \quad A\overline{W} = \overline{\Gamma^4} + 1 - 2\overline{\Gamma^2} + \overline{\gamma^2} (6\overline{\Gamma^2} - 2) + \overline{\gamma^4}$$

Par suite :

$$(6) \quad \overline{W} = \overline{W}_{\text{linéarisé}} \left[1 + \overline{\gamma^2} \frac{(6\overline{\Gamma^2} - 2)}{(\overline{\Gamma^2} - 1)^2} + \frac{\overline{\gamma^4}}{(\overline{\Gamma^2} - 1)^2} \right]$$

avec :

$$(7) \quad \overline{W}_{\text{linéarisé}} = \frac{1}{A} (\overline{\Gamma^2} - 1)^2$$

Les équations (3) et (5) donnent :

$$A_w = 1 - 2(\overline{\Gamma} + \overline{\gamma})^2 + (\overline{\Gamma} + \overline{\gamma})^4 - [\overline{\Gamma^4} + 1 - 2\overline{\Gamma^2} + \overline{\gamma^2} (6\overline{\Gamma^2} - 2) + \overline{\gamma^4}]$$

ou

$$(8) \quad A^2 \overline{w^2} = \overline{\gamma^2} (4\overline{\Gamma})^2 (\overline{\Gamma^2} - 1)^2 + \overline{\gamma^4} (68\overline{\Gamma^4} - 56\overline{\Gamma^2} + 4) - (\overline{\gamma^2})^2 (2 - 6\overline{\Gamma^2})^2 + O(\overline{\gamma^6})$$

où il a été supposé que $\overline{\gamma^3} = \overline{\gamma^5} = 0$

Utilisant les équations (8) et (5), on obtient :

$$(9) \quad \frac{\sqrt{\overline{w^2}}}{\overline{W}} = \left(\frac{\sqrt{\overline{w^2}}}{\overline{W}} \right)_{\text{linéarisé}} \frac{\left[1 + \frac{\overline{\gamma^4}}{\overline{\gamma^2}} \cdot \frac{(68\overline{\Gamma^4} - 56\overline{\Gamma^2} + 4)}{(4\overline{\Gamma})^2 (\overline{\Gamma^2} - 1)^2} - \frac{\overline{\gamma^2} (2 - 6\overline{\Gamma^2})^2}{(4\overline{\Gamma})^2 (\overline{\Gamma^2} - 1)^2} + O(\overline{\gamma^6}) \right]}{\left[1 + \overline{\gamma^2} \frac{(6\overline{\Gamma^2} - 2)}{(\overline{\Gamma^2} - 1)^2} + \frac{\overline{\gamma^4}}{(\overline{\Gamma^2} - 1)^2} \right]}$$

où

$$(10) \quad \left(\frac{\sqrt{\overline{w^2}}}{\overline{W}} \right)_{\text{linéarisé}} = \frac{4\overline{\Gamma} \sqrt{\overline{\gamma^2}}}{\overline{\Gamma^2} - 1}$$

Application numérique :

Pour la plaque ondulée à $-10'$, on trouve à $y = 0,2\text{mm}$, $x = 535\text{mm}$
 $V = 2,44$, $v^2 = 0,052$, $V = 2,03$, $V_e = 3,2$.

On peut calculer à partir des équations (7) et (6)

$$\left(\overline{W} \right)_{\text{linéarisé}} = \frac{\overline{U}}{U_e} = 0,09$$

$$\overline{W} = \left(\overline{W} \right)_{\text{linéarisé}} \left[1 + \frac{4,3}{10} + O\left(\frac{3}{103} \right) \right] = \left(\overline{W} \right)_{\text{linéarisé}} \cdot 1,43 = 0,13$$

et à partir des équations (10) et (9)

$$\left(\frac{\sqrt{w^2}}{W} \right)_{\text{linéarisé}} = 1,23$$

$$\left(\frac{\sqrt{w^2}}{W} \right)_{\text{linéarisé}} = \left(\frac{\sqrt{w^2}}{W} \right)_{\text{linéarisé}} \cdot \left\{ \frac{[1 + 0(\frac{5}{10^2})]^{1/2}}{1 + \frac{4,3}{10}} \right\} = \left(\frac{\sqrt{w^2}}{W} \right)_{\text{linéarisé}} \cdot \frac{1}{1 + 0,43} = 0,86$$

où pour ce dernier calcul, on a supposé $\overline{\gamma^2} \approx (\overline{\gamma^2})^2$. De toutes les façons, la contribution de ce terme est négligeable.

Donc en pratique, pour des fluctuations importantes de la tension recueillie aux bornes du film chaud, la conversion en vitesse moyenne et en fluctuation de vitesse s'effectue à l'aide des expressions suivantes :

$$\overline{W} = \frac{1}{(\overline{\Gamma^2} - 1)^2} (\overline{\Gamma^2} - 1)^2 \left[1 + \overline{\gamma^2} \frac{(6 \overline{\Gamma^2} - 2)}{(\overline{\Gamma^2} - 1)^2} \right]$$

$$\frac{\sqrt{w^2}}{W} = \frac{4 \overline{\Gamma}}{\overline{\Gamma^2} - 1} \sqrt{\overline{\gamma^2}} \left[1 + \overline{\gamma^2} \frac{6 \overline{\Gamma^2} - 2}{(\overline{\Gamma^2} - 1)^2} \right]^{-1}$$

où $W = \frac{U}{U_e} = \overline{W} + w$ et $\Gamma = \frac{V}{V_0} = \overline{\Gamma} + \gamma$

BIBLIOGRAPHIE

- /1/ R. HIRSCH : "Couches limites perturbées par des ondulations harmoniques de la paroi (rugosité)", Document SNIAS privé non publié
- /2/ G.B. DIEP, P. GOUGAT, B. PRUNET-FOCH et T.S. DUONG : "Etude de décollements en écoulement isovolume se produisant sur une plaque plane à paroi sinusoïdale", Rapport 70-1 du lab. d'Aérodynamique du CNRS
- /3/ I. TANI : "Boundary-layer transition", Annual Review of Fluid Mechanics", 1, p. 169 (1969)
- /4/ H. SCHLICHTING : "Boundary-layer theory", pp. 431-522, 6ème ed. Mac Graw-Hill (1968)
- /5/ F.K. MOORE : "High speed aerodynamics and jet propulsion", Theory of Laminar Flows, IV, pp. 719-853, Princeton Univ. Press (1964)
- /6/ C.C. LIN : "The theory of hydrodynamic stability", Cambridge Univ. Press (1955)
- /7/ H. SCHLICHTING : "Zur Entstehung der Turbulenz bei der Plattenströmung", Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math Phys. Klasse, pp. 181-208 (1933)
- /8/ S.F. SHEN : "Calculated amplified oscillations in plane Poiseuille and Blasius flow", J.A.S., 21, pp. 62-64 (1954)
- /9/ R. TIMMAN, J.A. ZAAT et T.J. BURGERHOUT : "Stability diagram for laminar boundary layer flow", Natl. Aeronaut. Res. Inst., Amsterdam, NLL TN F 193 (1956)
- /10/ H. SCHLICHTING et A. ULRICH : "Zur Berechnung des Umschlages laminar-turbulent", Jb. dt. Luftfahrtforschung I, pp. 8-35 (1942)
- /11/ H. GÖRTLER : Nachr. Akad. Wiss Göttingen Math. Physik Kl., 2, 1 (1940)
- /12/ H.W. LIEPMANN : NACA, Adv. Conf., Rep. 4 J 38 (1945)
- /13/ H.W. LIEPMANN : NACA, Adv. Conf., Rep. 3 H 30 (1943)
- /14/ D.C. COLLIS et M.J. WILLIAMS : "Two-dimensionnal convection from heated wires at low Reynolds numbers", J.F.M., 6, 3, p. 357 (oct. 1959)

- /15/ G.B. DIEP, T.S. DUONG, P. GOUGAT, B. PRUNET-FOCH : "Analyse spectrale des fluctuations d'une couche limite", Rapport 69-2 du lab. d'Aérodynamique du CNRS (juin 1969)
- /16/ S.N.I.A.S. : "Répartition de vitesse le long d'un contour par une méthode de sources et puits", Rapport N-ARA/NT/11/70 (fév. 1970)
- /17/ A.W. QUICK et K. SCHRÖDER : NACA RM 1228 (1949)
- /18/ T. FANNELÖP et I. FLUGGE-LOTZ : "The compressible boundary layer along a wave shaped wall", Ingenieur Archiv., 33, p. 24-35 (1963)
- /19/ E.A. BRUN : "Introduction à l'étude de la couche limite", Gauthier-Villars (1955)
- /20/ G.B. SCHUBAUER et H.K. SKRAMSTAD : "Laminar boundary layer oscillations and transition on a flat plate", NACA TR 909 (1948)
- /21/ H.J. OBREMSKI, M.V. MORKOVIN et M. LANDAHL : "A Portfolio of stability characteristics of incompressible boundary-layers" Agardograph 134 (mars 1969)

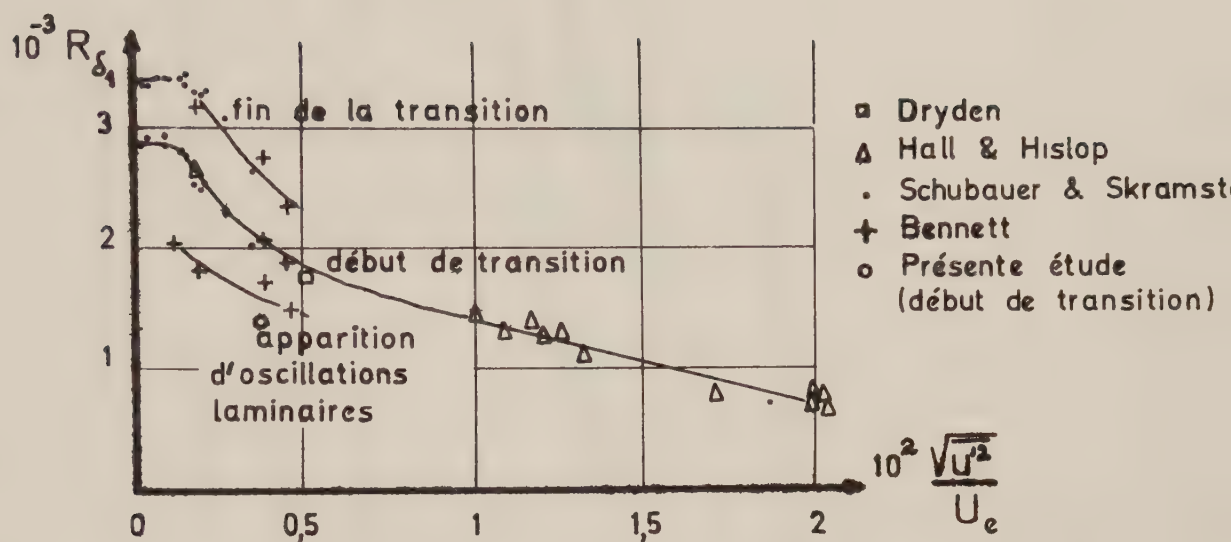


FIG. 1 EFFET DE LA PRETURBULENCE SUR LE NOMBRE DE REYNOLDS DE TRANSITION

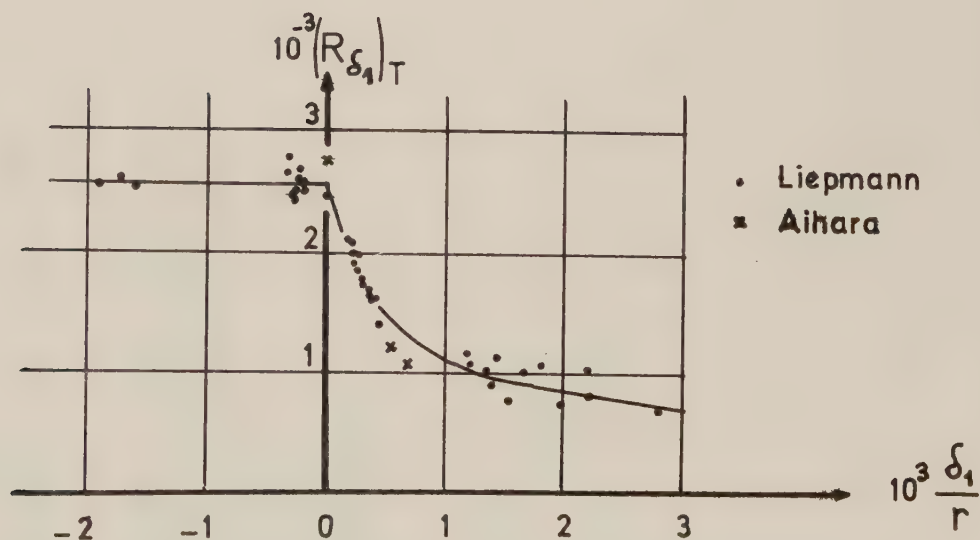


FIG. 2 EFFET DE LA COURBURE SUR LE NOMBRE DE REYNOLDS DE TRANSITION

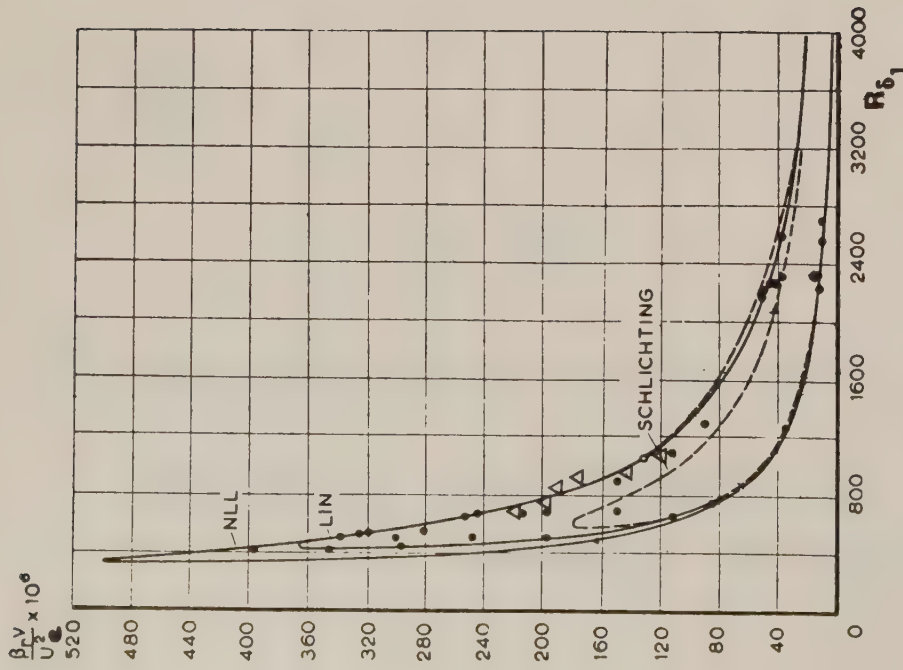


FIG. 3 COURBE DE NEUTRALITE

Timman et Zaat (réf. 9)

- Schubauer et Skramstad (réf. 20)
- △ Amplification max. (présente étude)

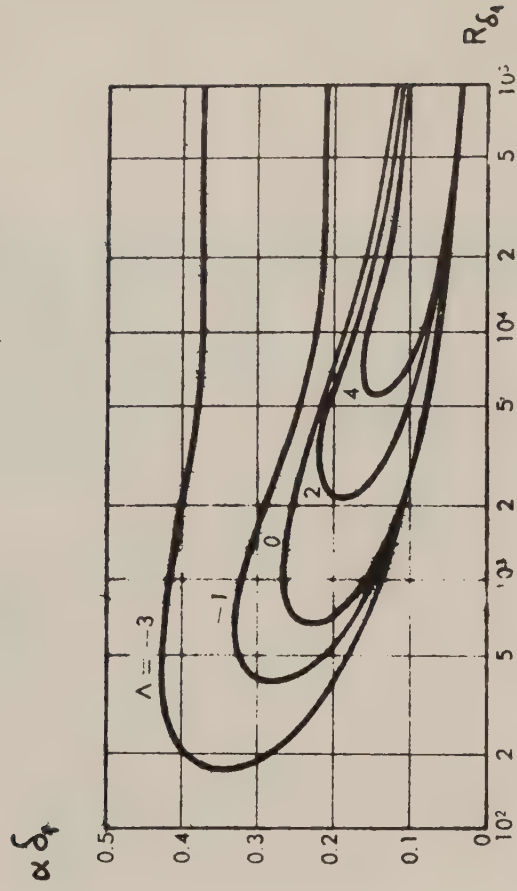


FIG. 4 INFLUENCE DU GRADIENT DE
PRESSION SUR LES COURBES
NEUTRES

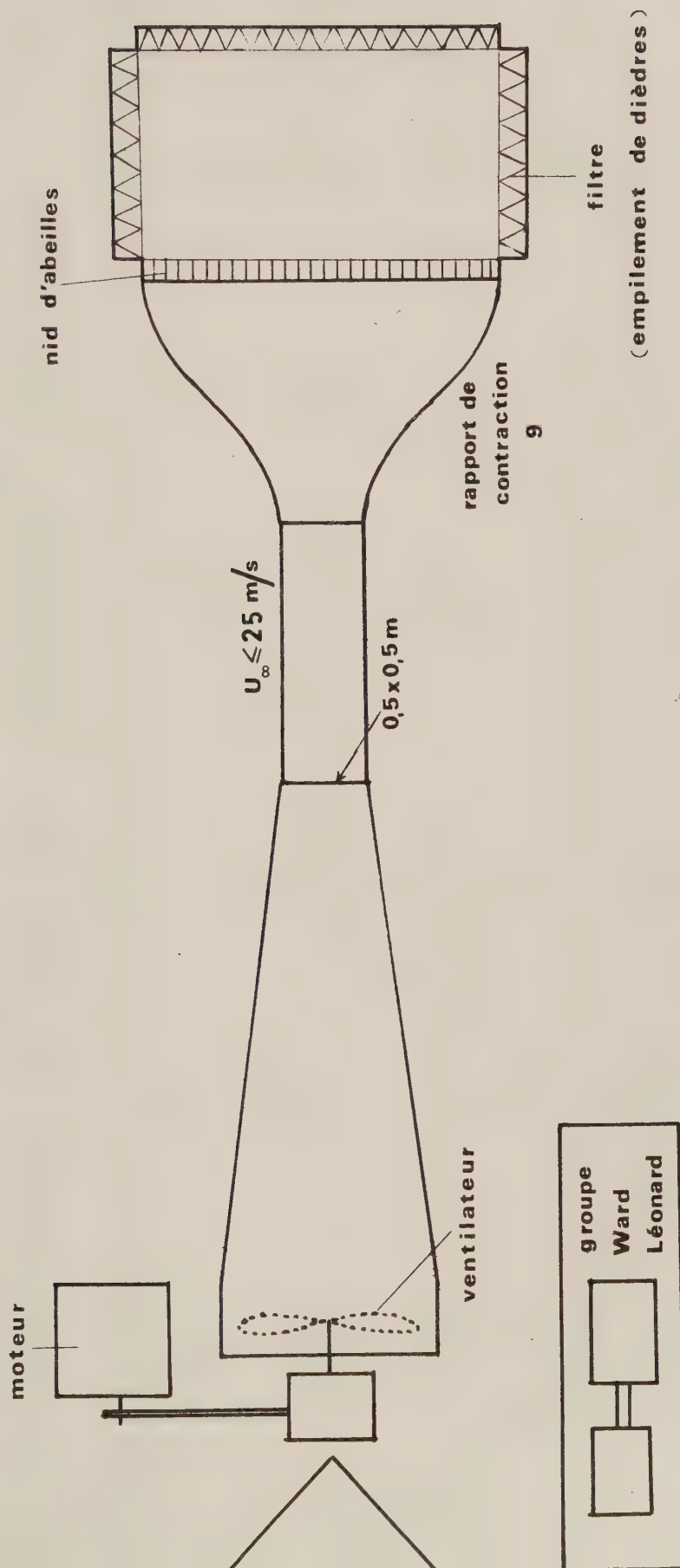


FIG. 5 SCHEMA DE LA SOUFFLERIE

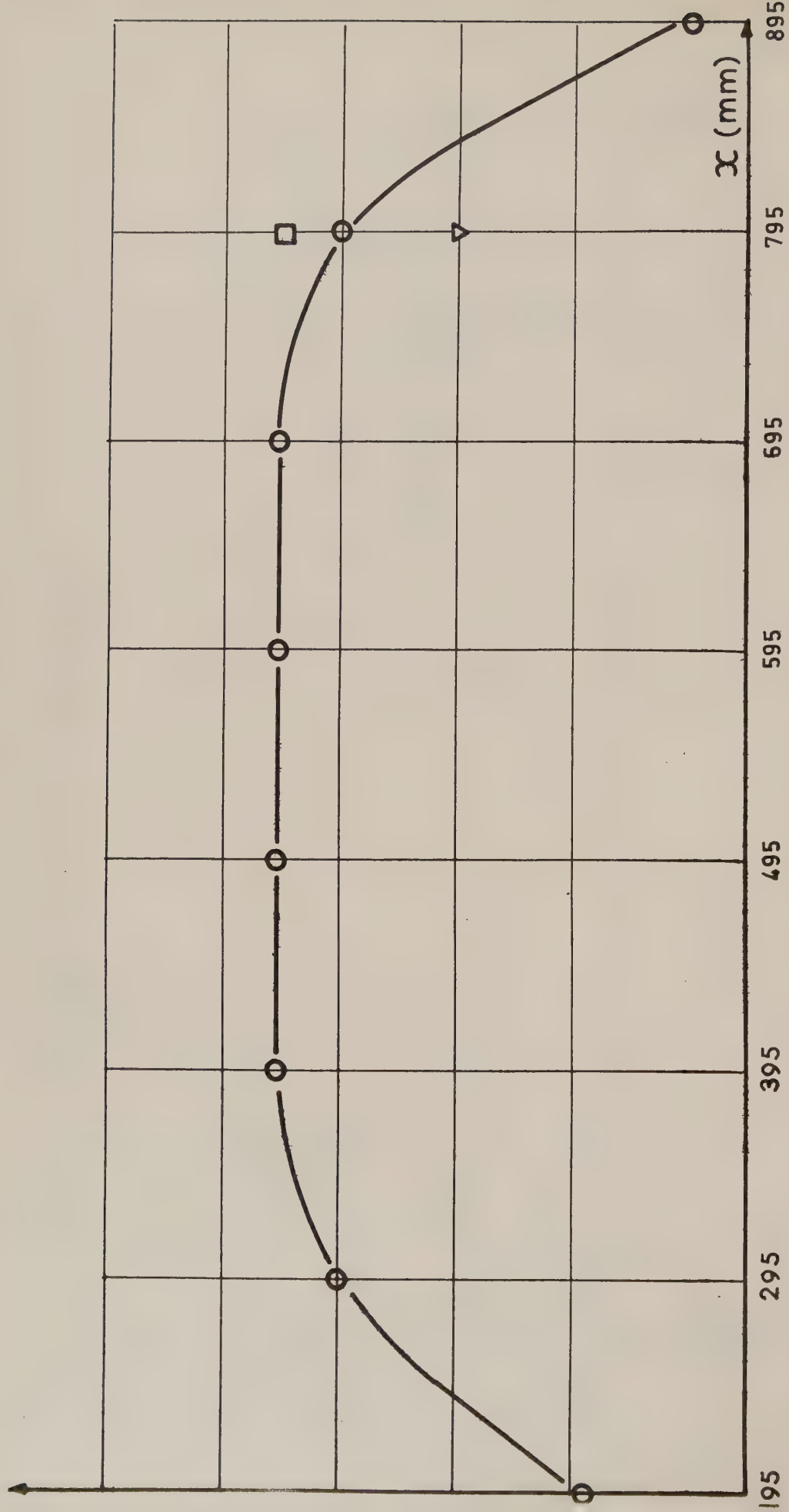


FIG. 6 DISTRIBUTION DES PRESSIONS STATIQUES LE LONG DE LA

PLAQUE PLANE LISSE

$\square +10'$
 $\circ 0'$
 $\nabla -10'$

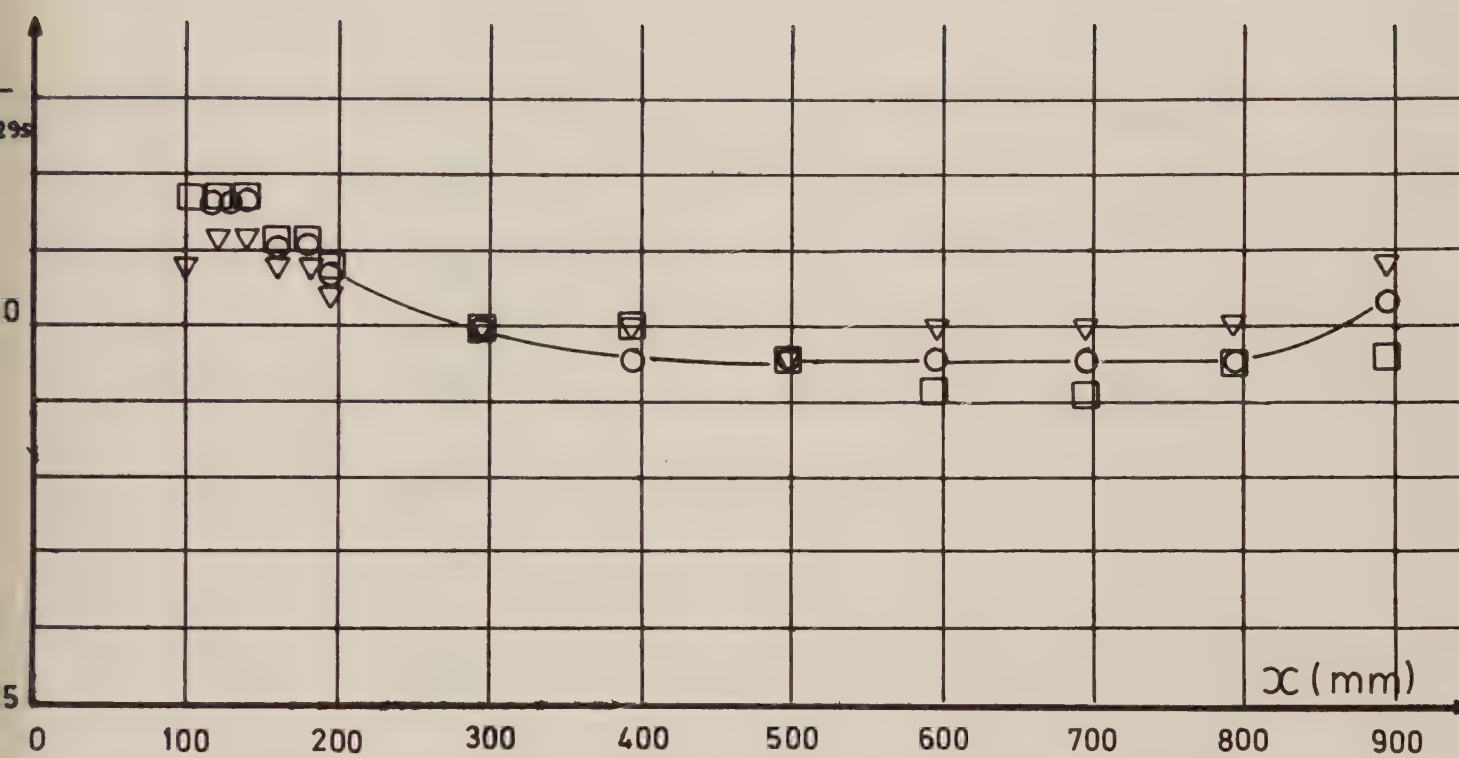
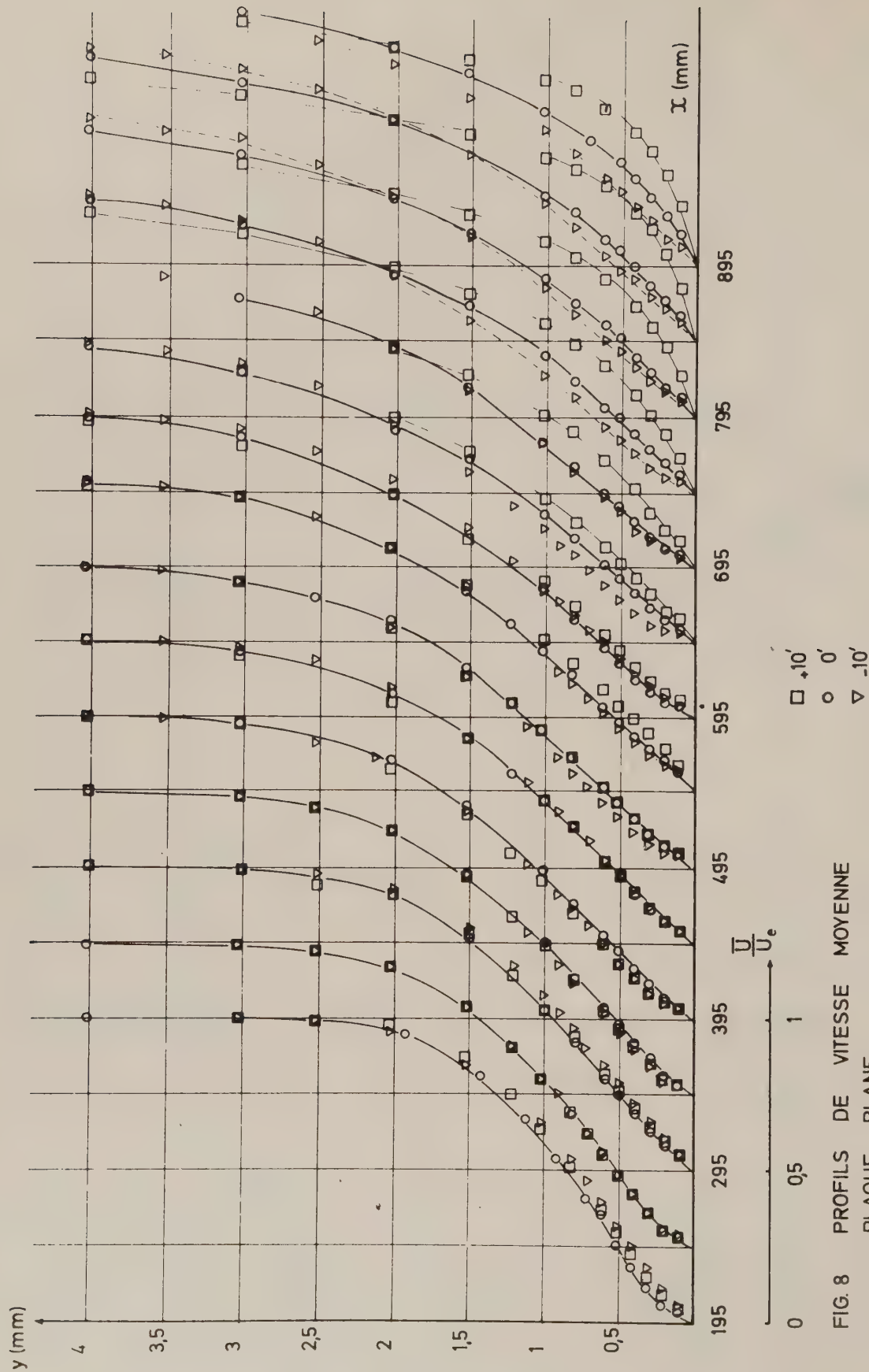


FIG. 7 DISTRIBUTION DES VITESSES LE LONG DE LA
PLAQUE PLANE LISSE DANS L'ÉCOULEMENT
LIBRE ($y = 50 \text{ mm}$)

□ $+10'$
○ $0'$
▽ $-10'$



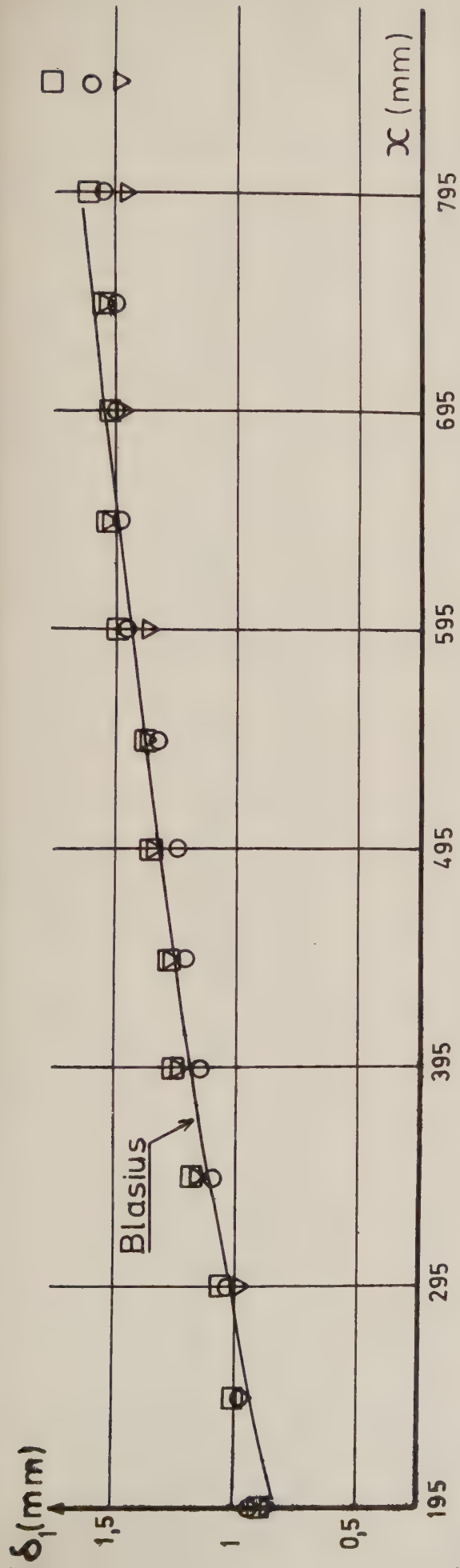


FIG. 9 EVOLUTIONS DES EPAISSEURS DE DEPLACEMENT δ_1

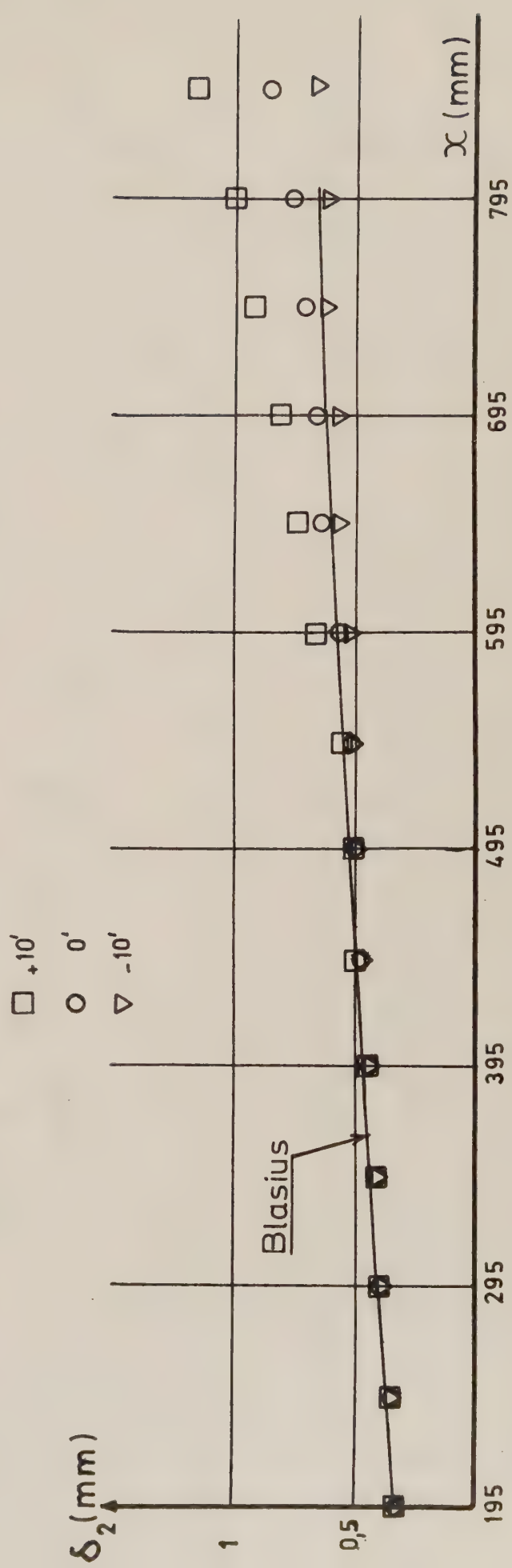


FIG. 10a EVOLUTIONS DES EPAISSEURS DE QUANTITE DE MOUVEMENT δ_2

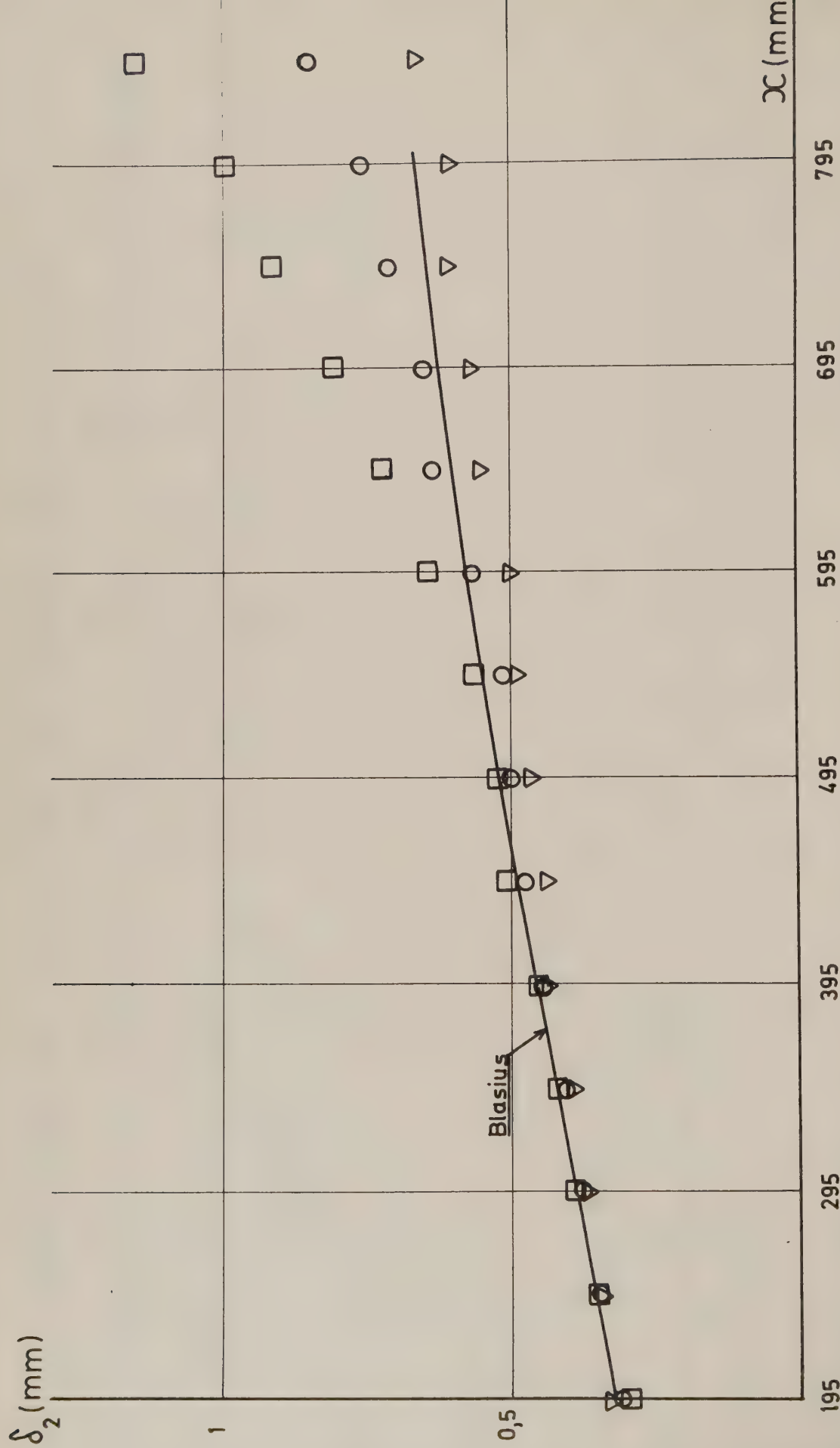


FIG. 10b EVOLUTION DES EPAISSEURS DE QUANTITE DE MOUVEMENT δ_2

$\square$ $+10'$
 $\circ$ $0'$
 ∇ $-10'$

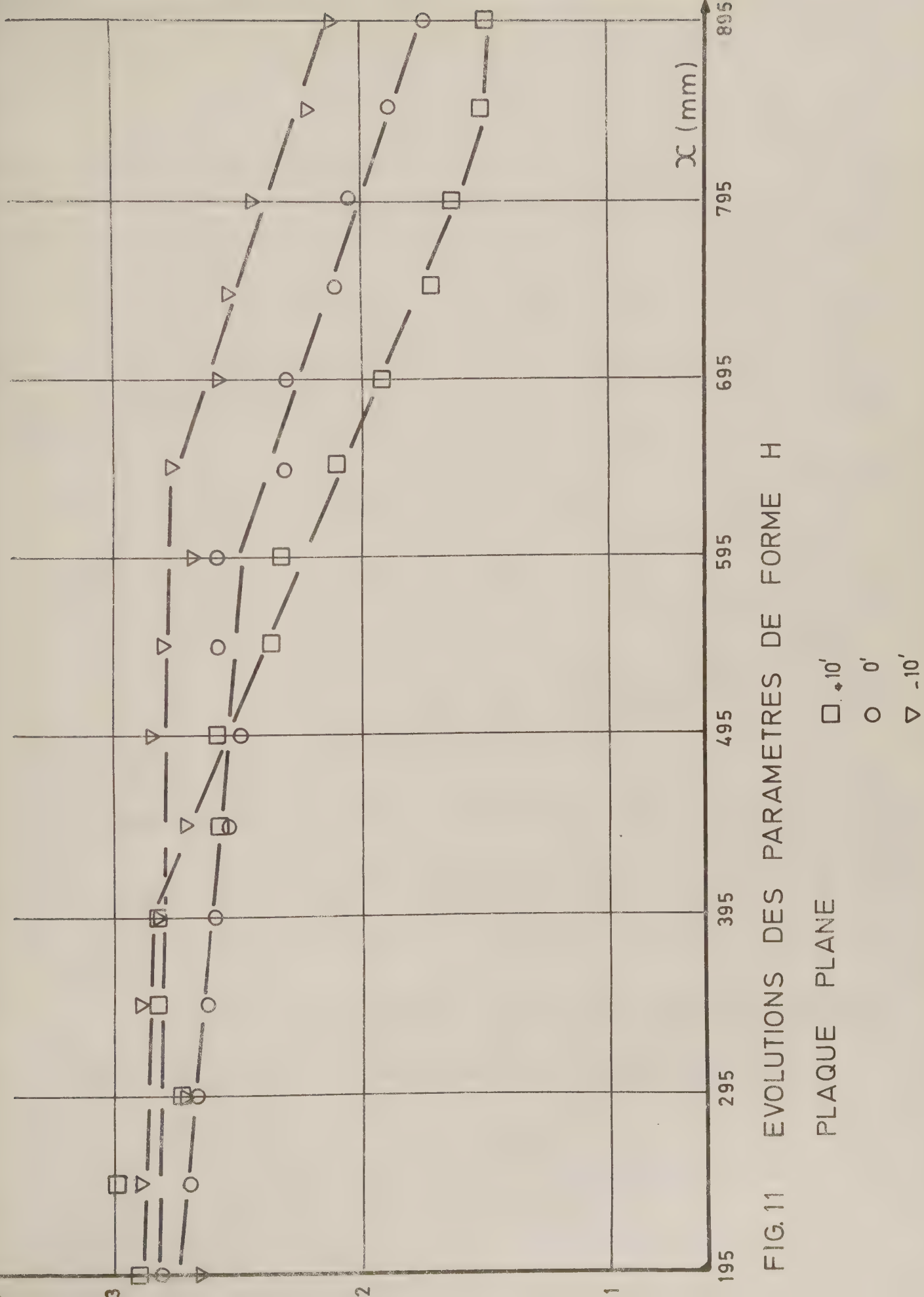


FIG.11 EVOLUTIONS DES PARAMETRES DE FORME H

PLAQUE PLANE

$\square$ $+10'$
 $\circ$ $0'$
 ∇ $-10'$

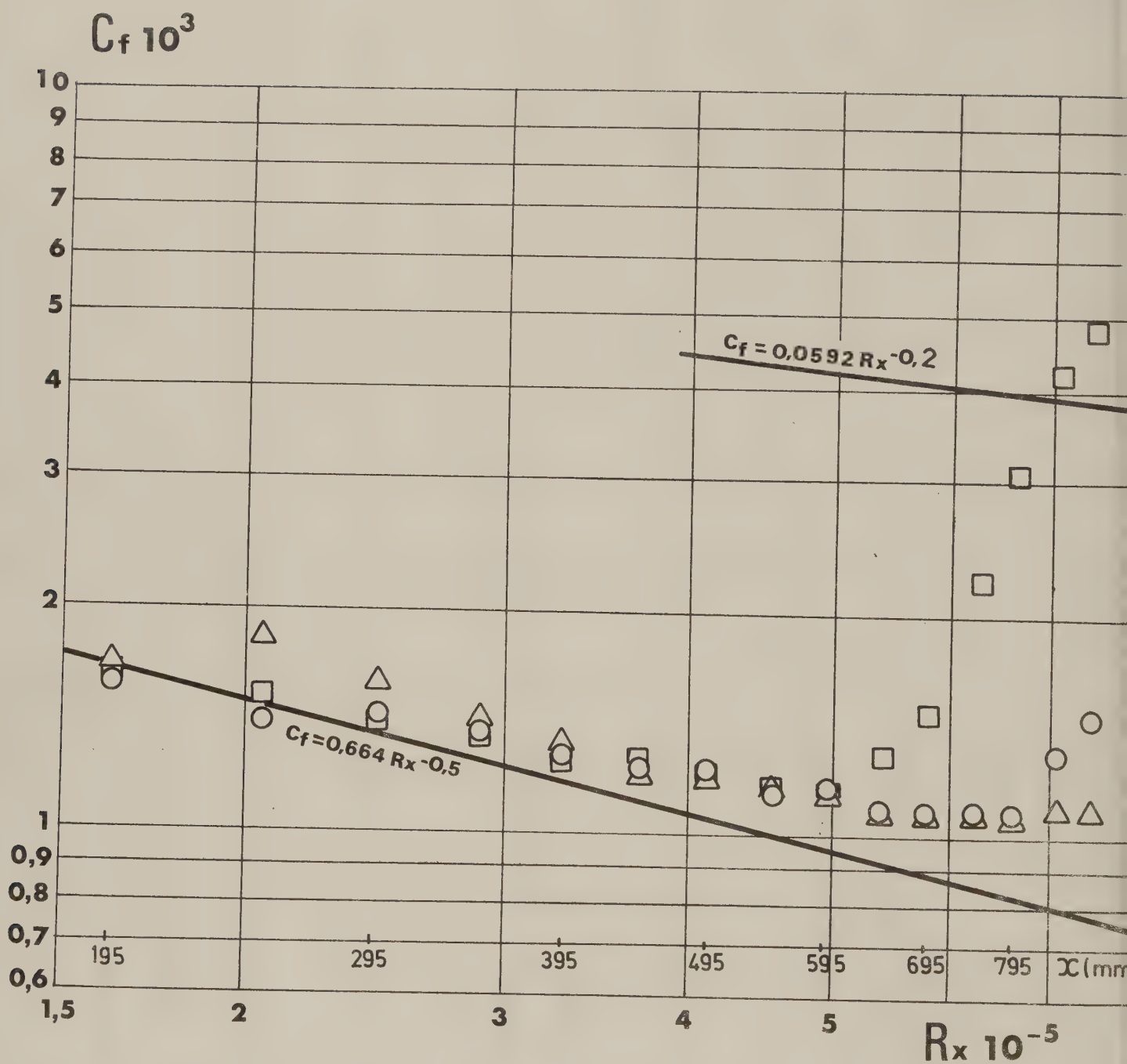


FIG. 12 DISTRIBUTION DES COEFFICIENTS MOYENS DE FROTTEMENT LOCAL SUR LA PLAQUE PLANE

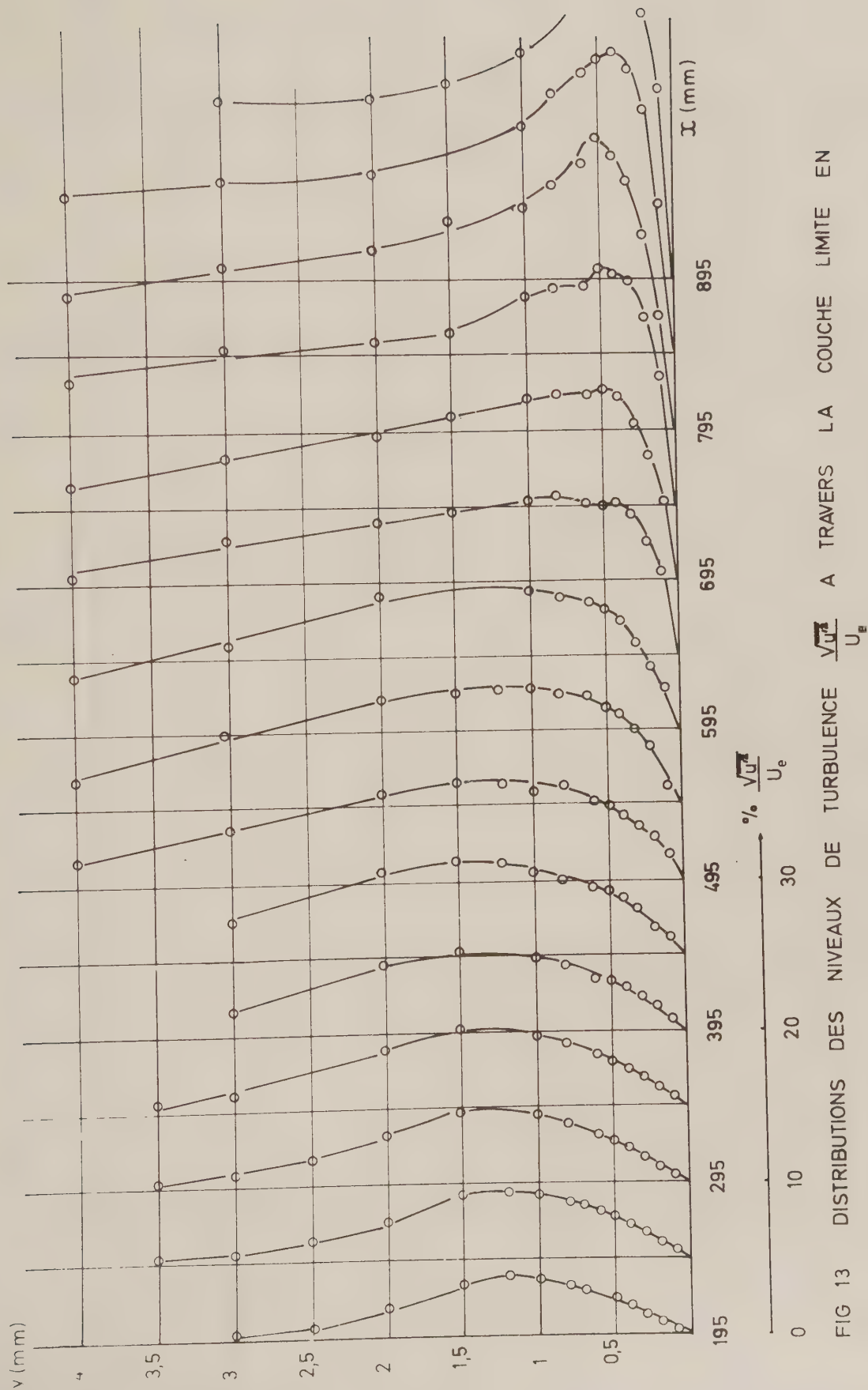


FIG 13 DISTRIBUTIONS DES NIVEAUX DE TURBULENCE $\frac{\sqrt{U'^2}}{U_e}$ A TRAVERS LA COUCHE LIMITE EN
 FONCTION DE L'ABSCISSE x
 PLAQUE PLANE A GRADIENT LONGITUDINAL DE PRESSION NUL

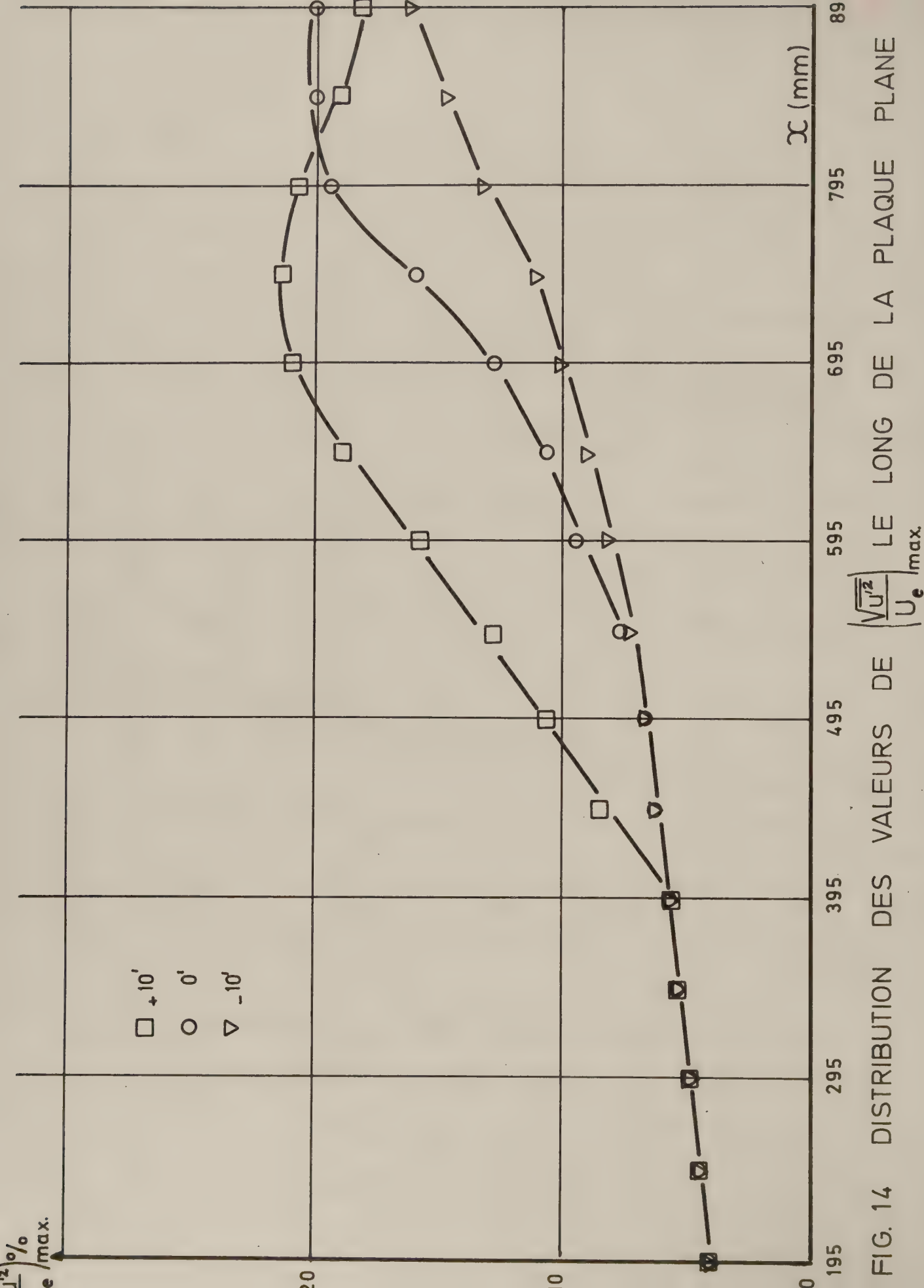


FIG. 14 DISTRIBUTION DES VALEURS DE $\left(\frac{\sqrt{u'^2}}{U_e}\right)_{\max}$ LE LONG DE LA PLAQUE PLANE

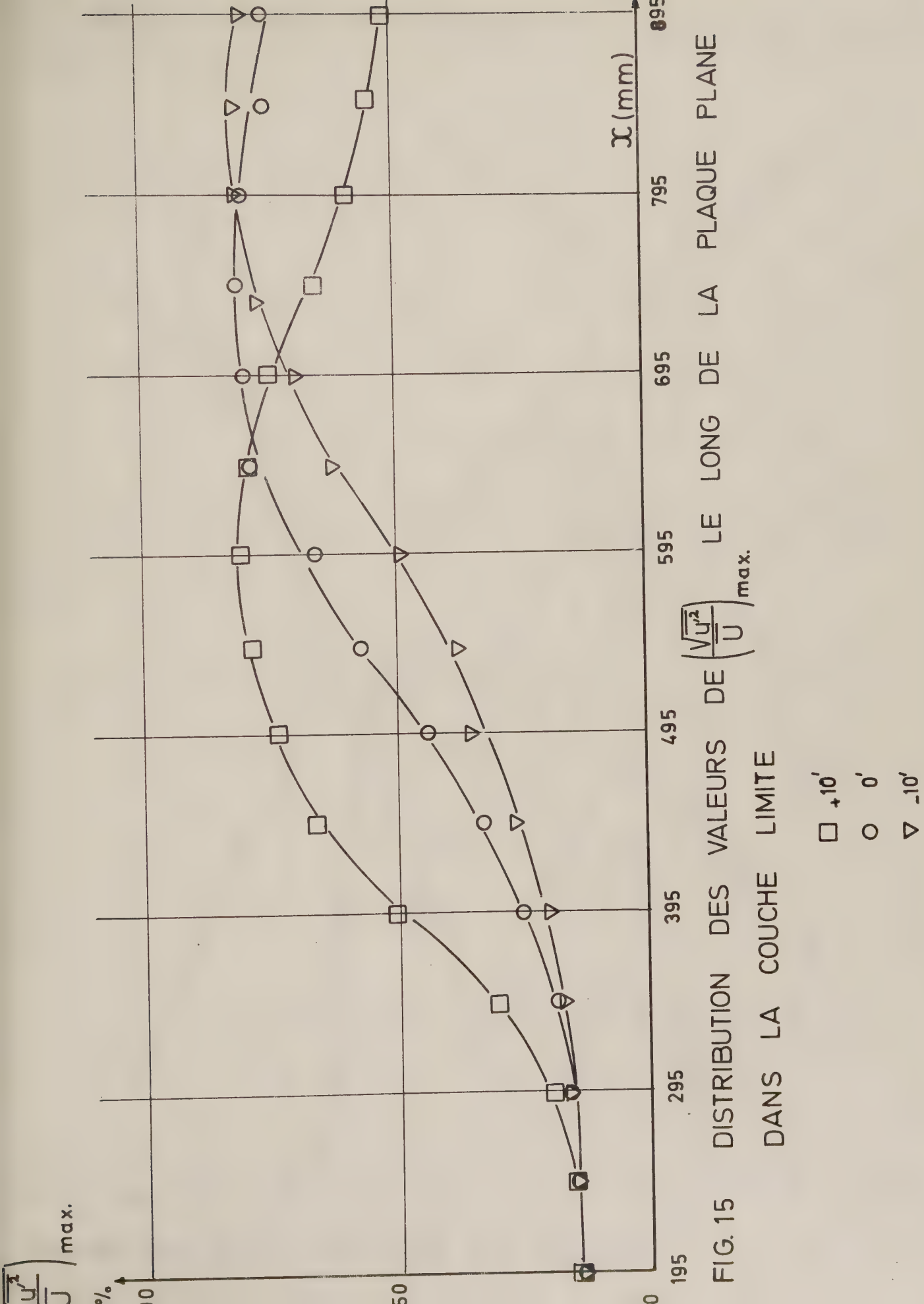


FIG. 15 DISTRIBUTION DES VALEURS DE $\left(\frac{\sqrt{u^2}}{u}\right)_{\max.}$ LE LONG DE LA PLAQUE PLANE DANS LA COUCHE LIMITE

$\square +10'$
 $\circ 0'$
 $\nabla -10'$

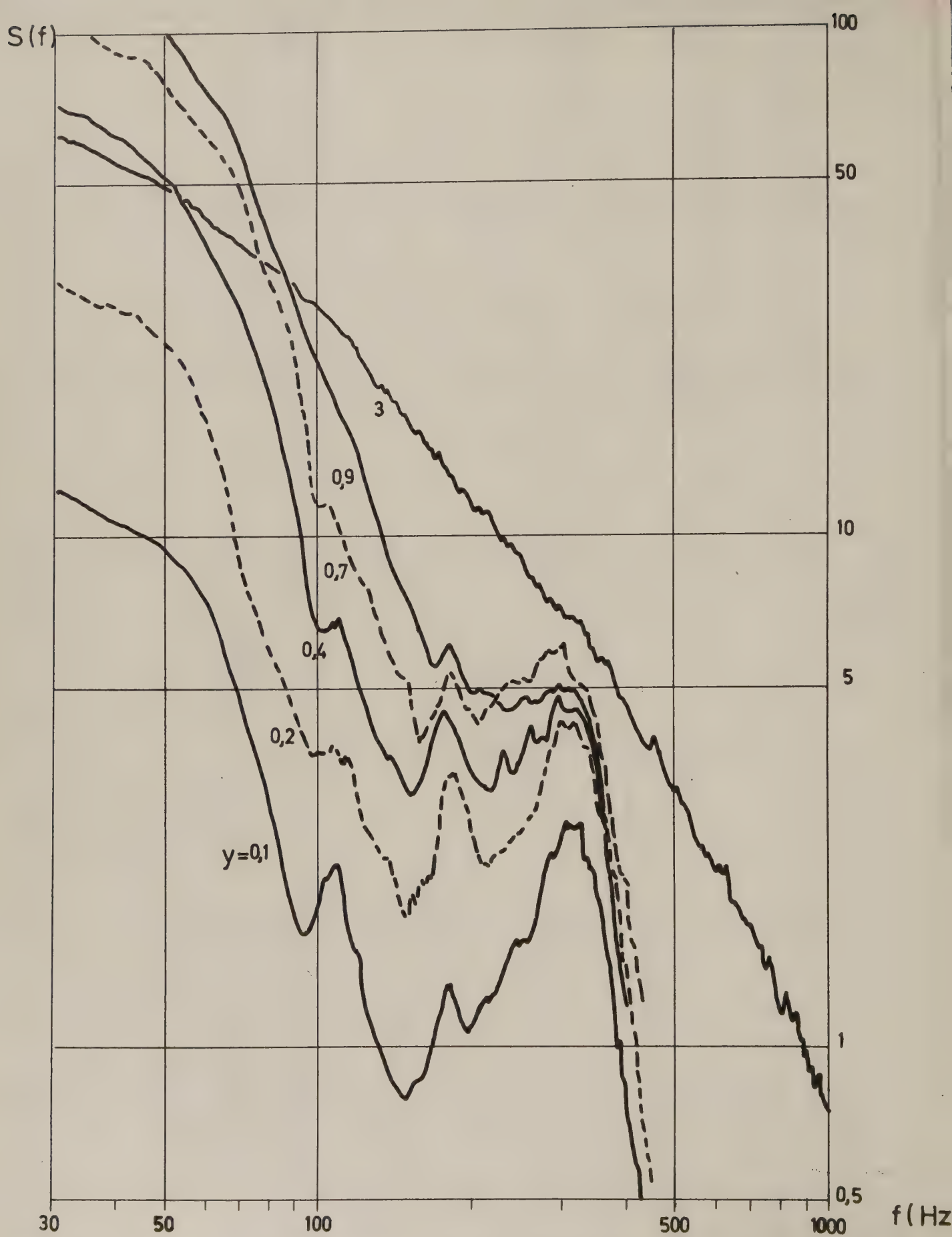


FIG. 16 ANALYSE SPECTRALE EN FONCTION DE y , $x = 295$ mm



FIG. 17 ANALYSE SPECTRALE EN FONCTION DE α , $y=0,2$

PLAQUE PLANE $i=0'$

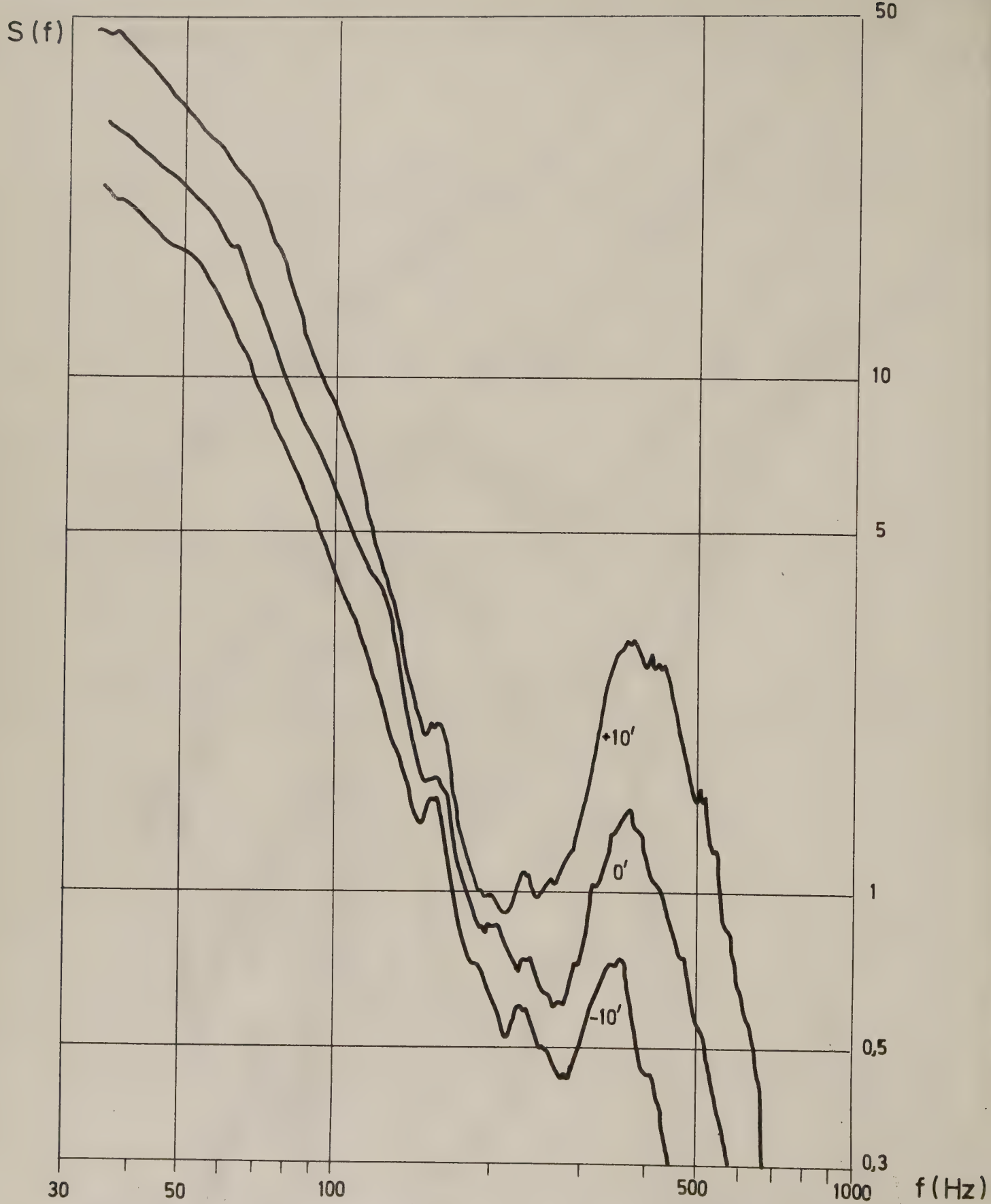


FIG.18 ANALYSE SPECTRALE EN FONCTION DE L'INCIDENCE
PLAQUE PLANE $\alpha = 195$ $y = 0.2$

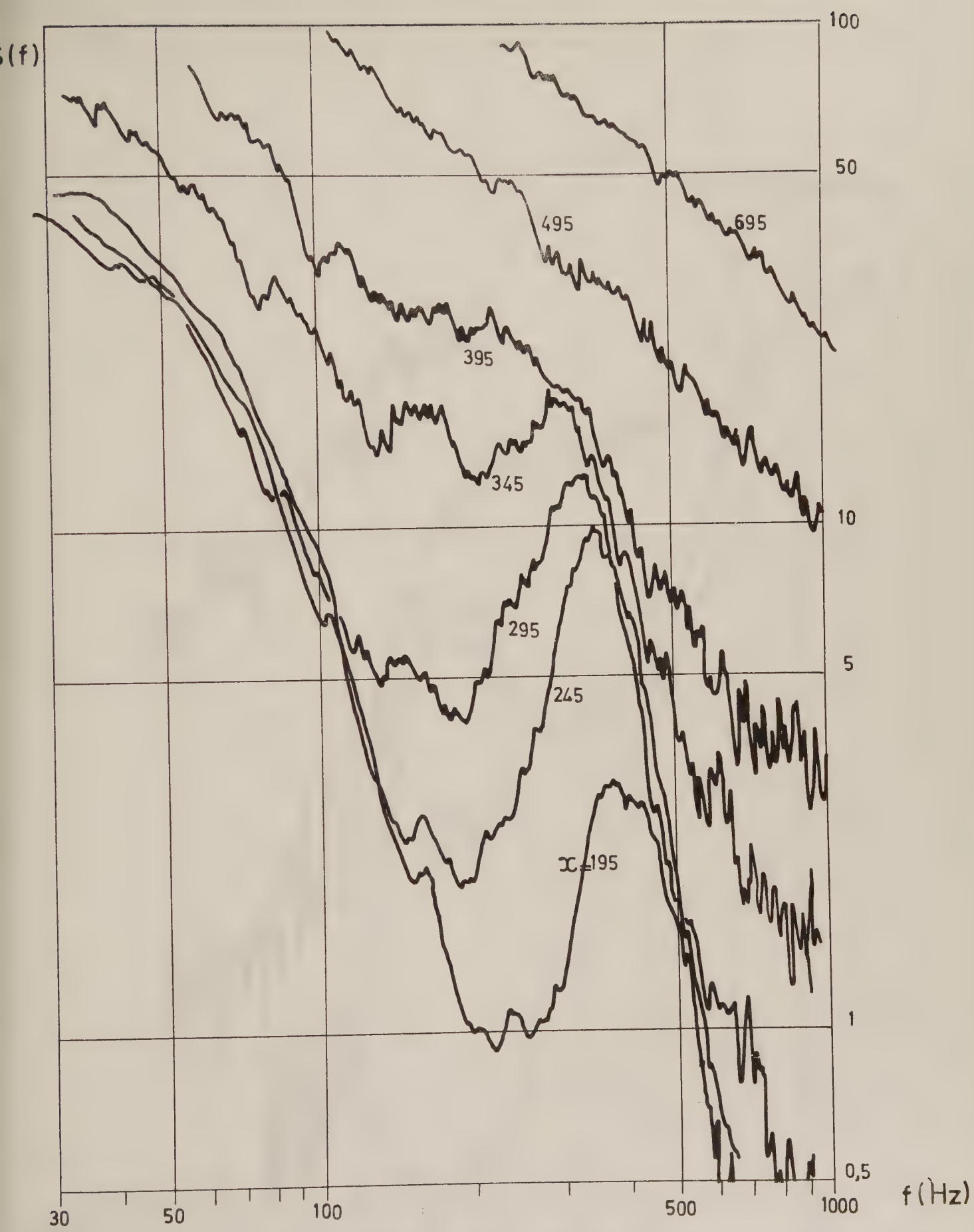


FIG.19 ANALYSE SPECTRALE EN FONCTION DE x $y=0,2$
 PLAQUE PLANE $i=+10'$

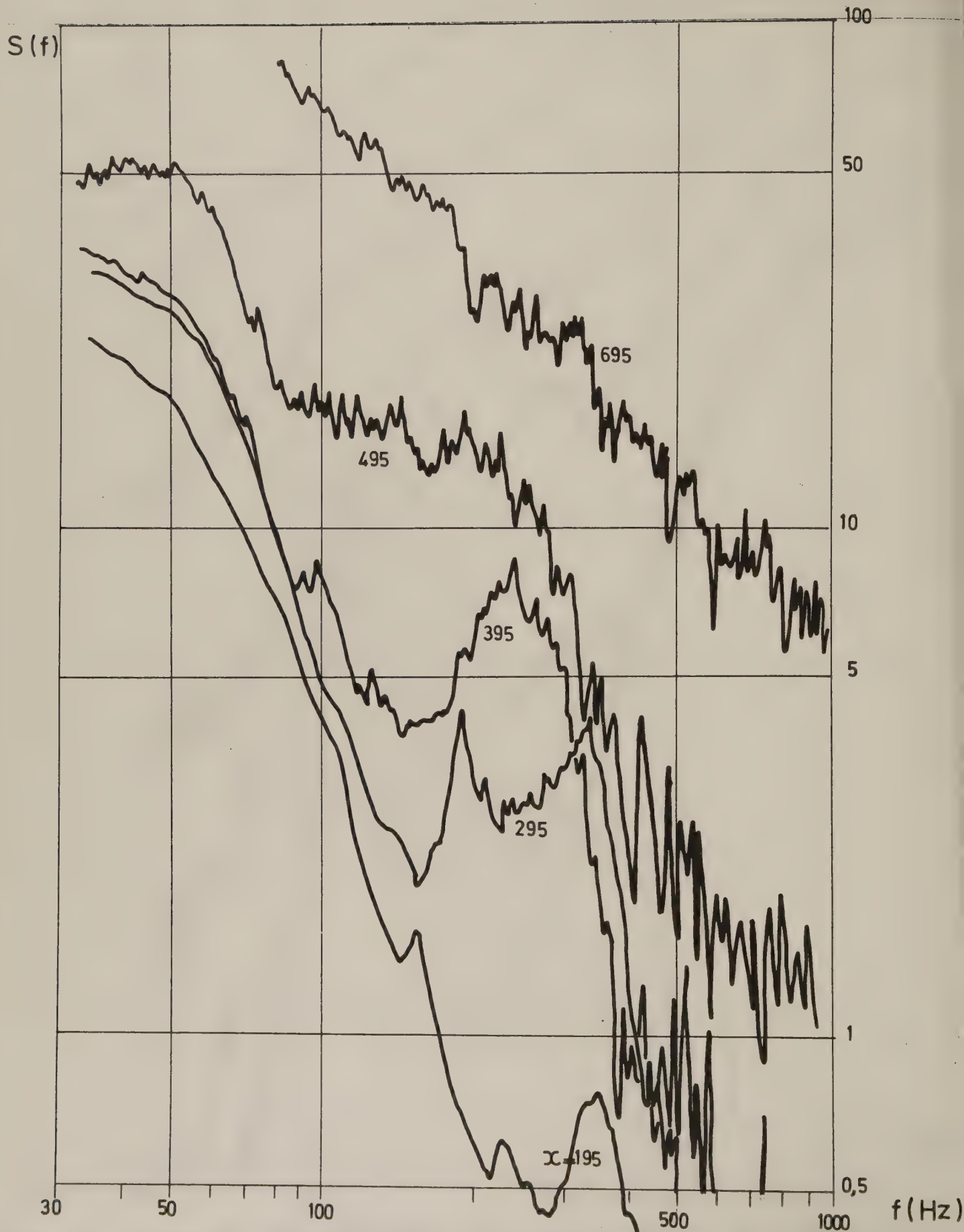


FIG. 20 ANALYSE SPECTRALE EN FONCTION DE α , $y = 0,2$

PLAQUE PLANE A

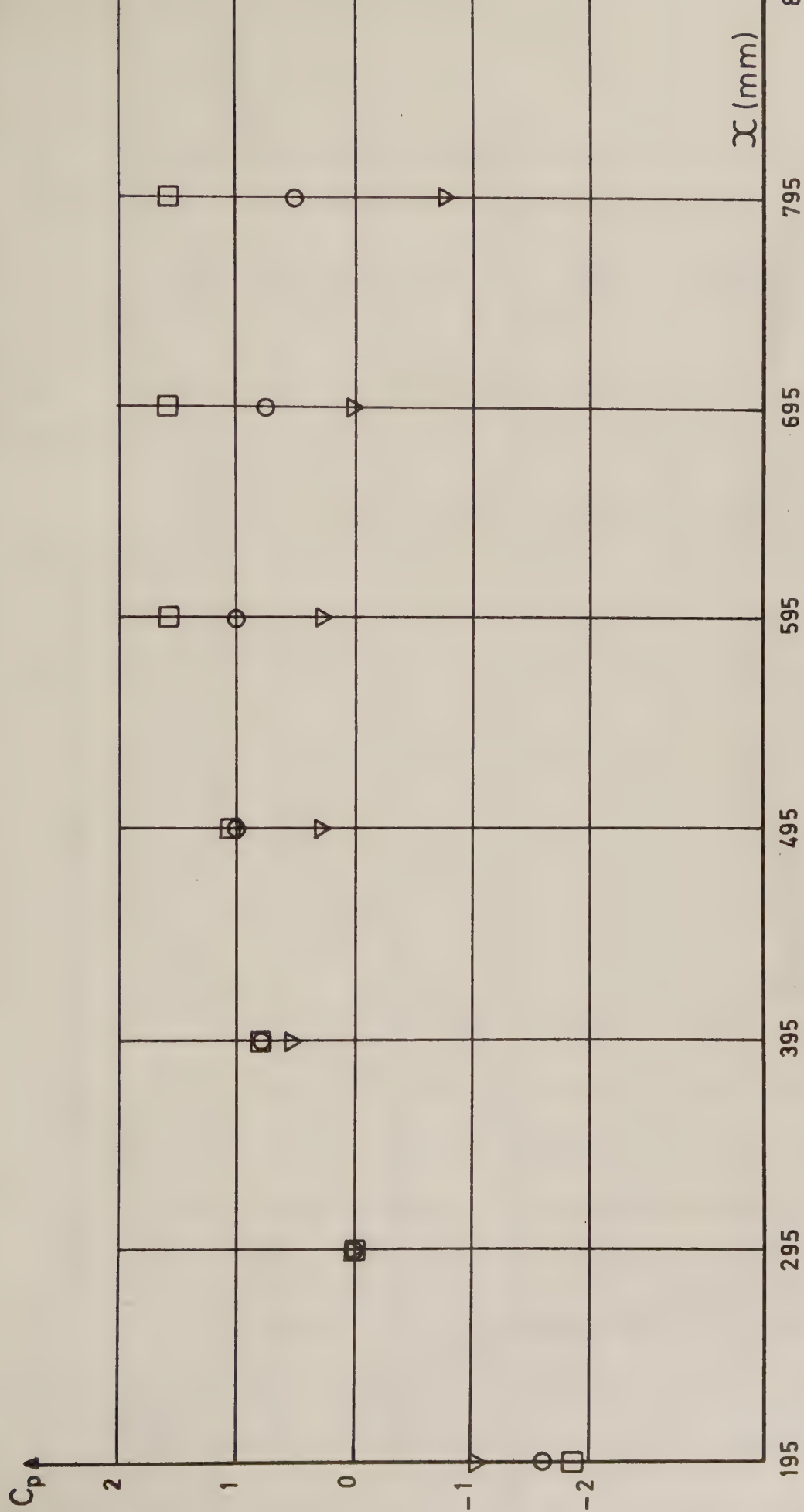


FIG. 21 DISTRIBUTION DES PRESSIONS STATIQUES SUR LES SOMMETS
DES SINUSOIDES DE LA PLAQUE ONDULEE

$\square$ $+10'$
 $\circ$ $0'$
 ∇ $-10'$

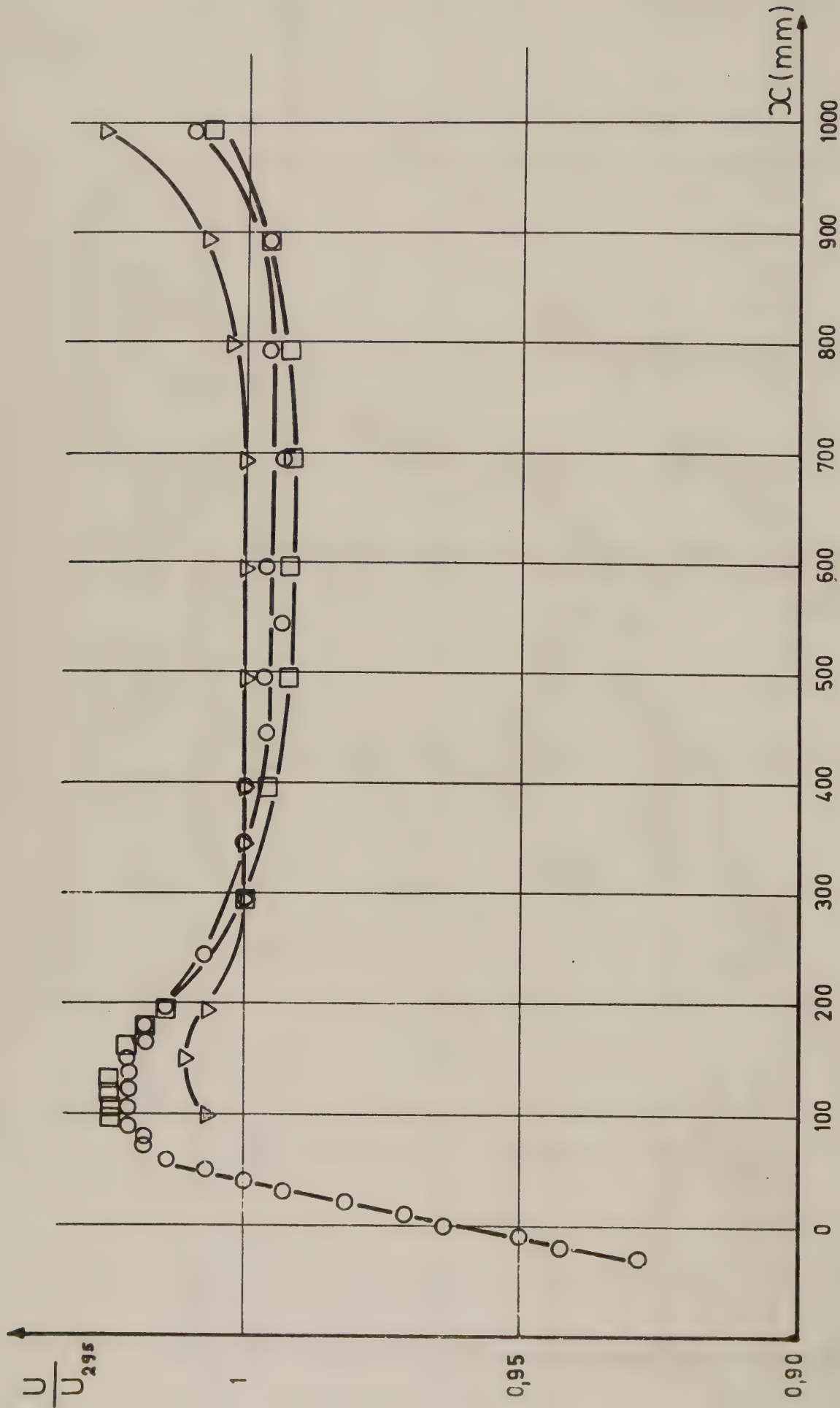


FIG. 22 DISTRIBUTION DES VITESSES LE LONG DE LA PLAQUE ONDULEE
DANS L'ECOULEMENT LIBRE ($y = 50$ mm)

$\square$ $+10'$
 $\circ$ $0'$
 ∇ $-10'$

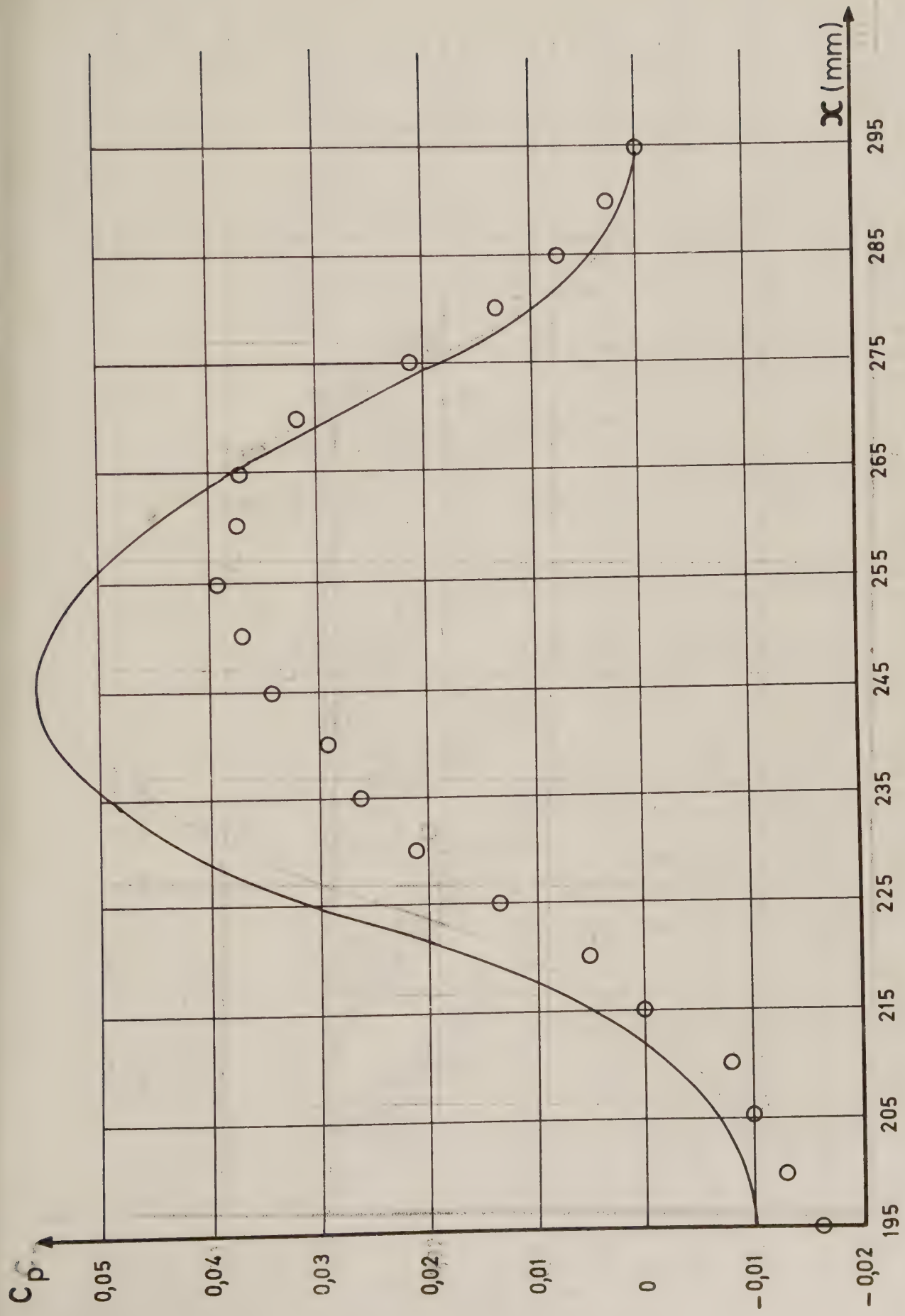


FIG. 23 DISTRIBUTION DES PRESSIONS STATIQUES LE LONG DE LA PREMIERE SINUSOIDE DE LA PLAQUE ONDULEE

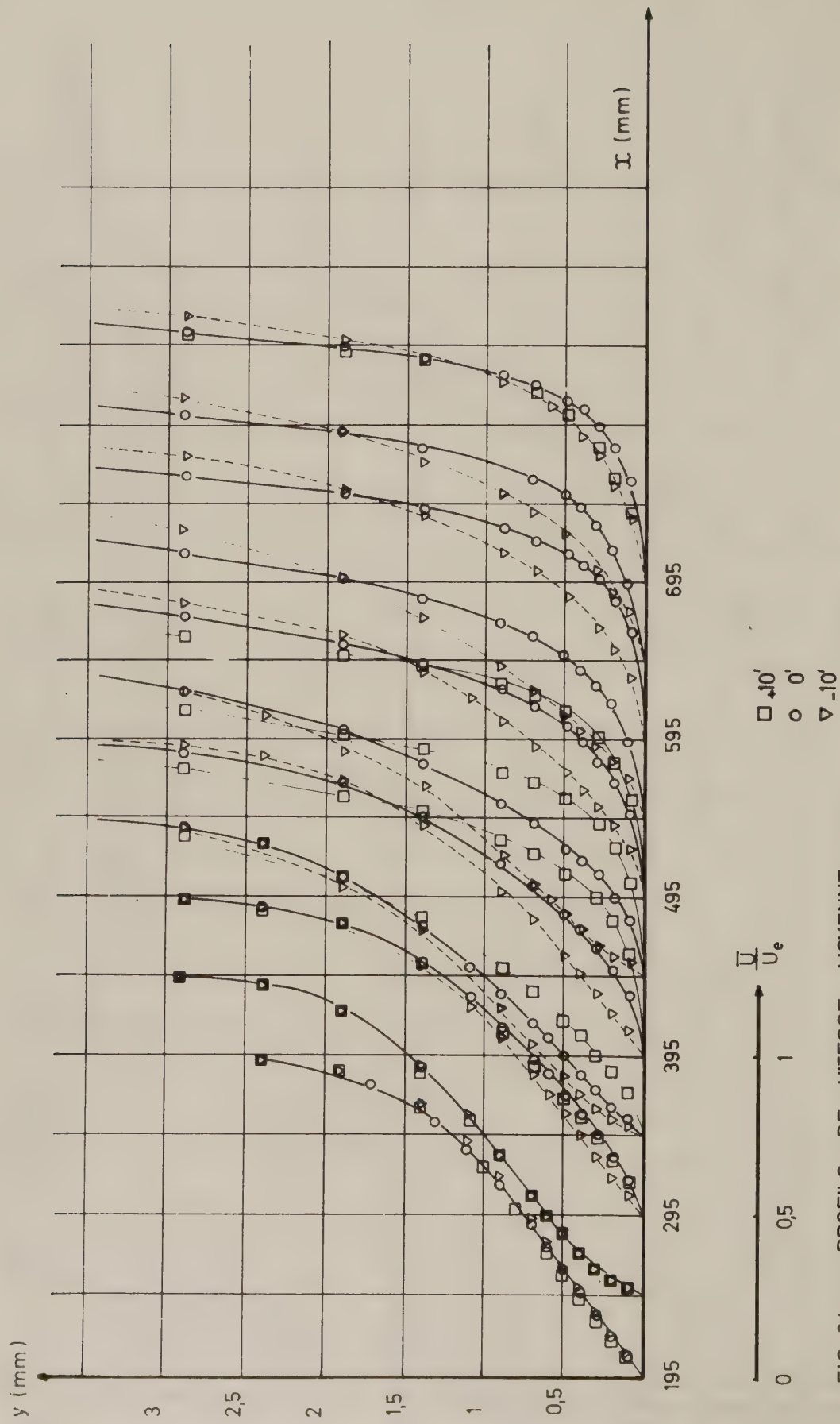


FIG. 24 PROFILS DE VITESSE MOYENNE
PLAQUE ONDULEE

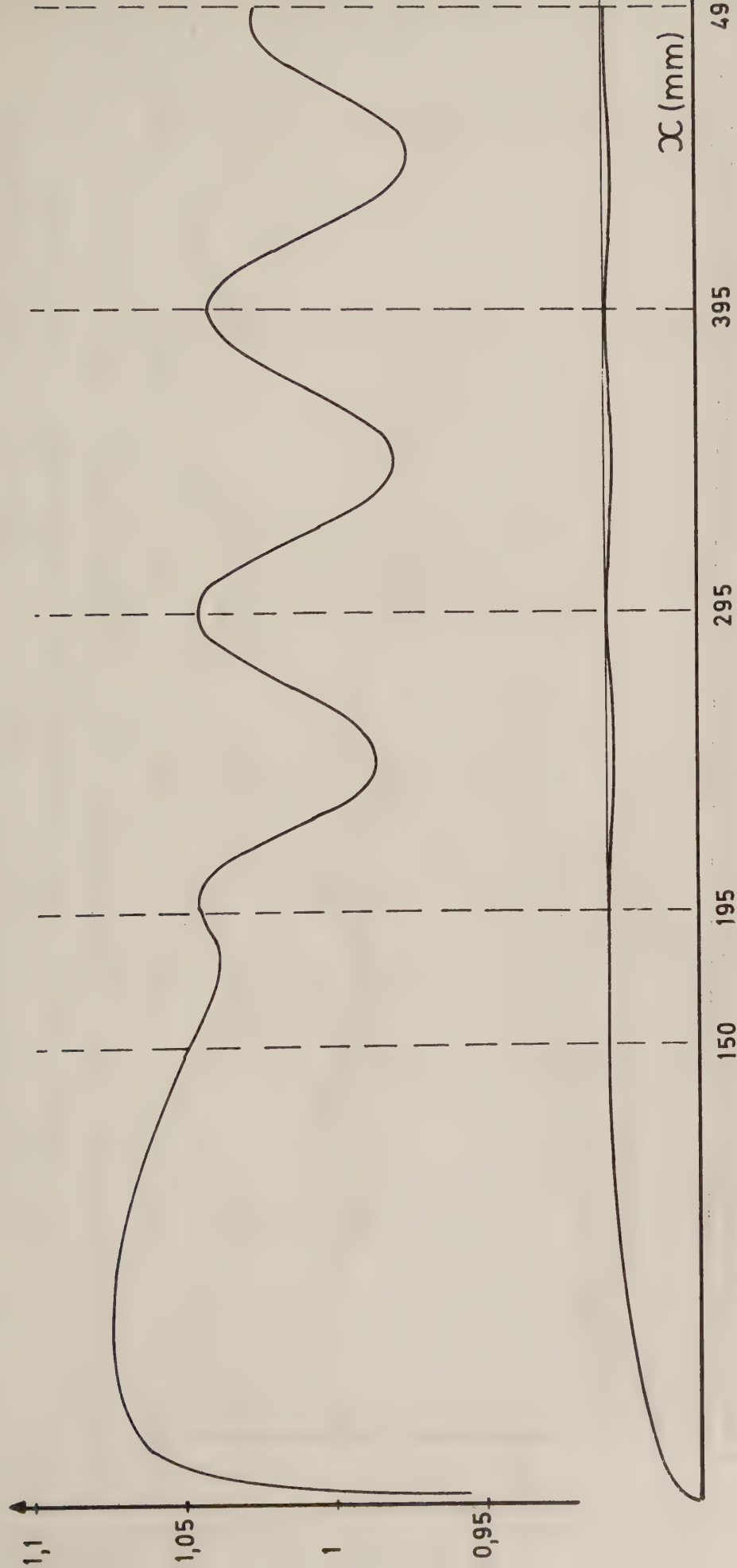


FIG. 25 ECOULEMENT POTENTIEL A LA PAROI DE LA PLAQUE ONDULEE

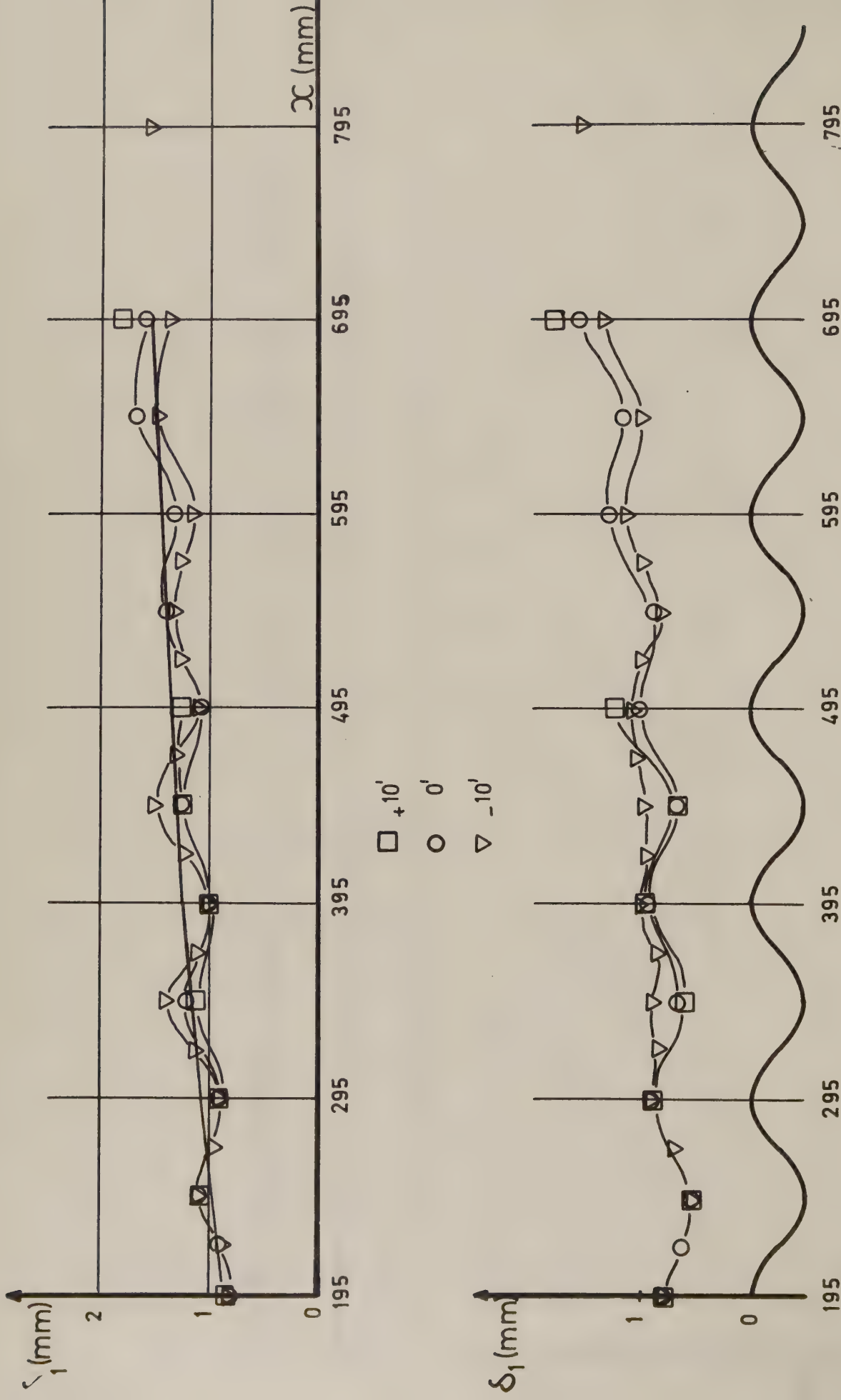


FIG. 26 EVOLUTION DES EPAISSEURS DE DEPLACEMENT δ_1

a. les valeurs de δ_1 sont reportées par rapport à un axe droit

b. les valeurs de δ_1 sont reportées par rapport à un axe sinusoïdal

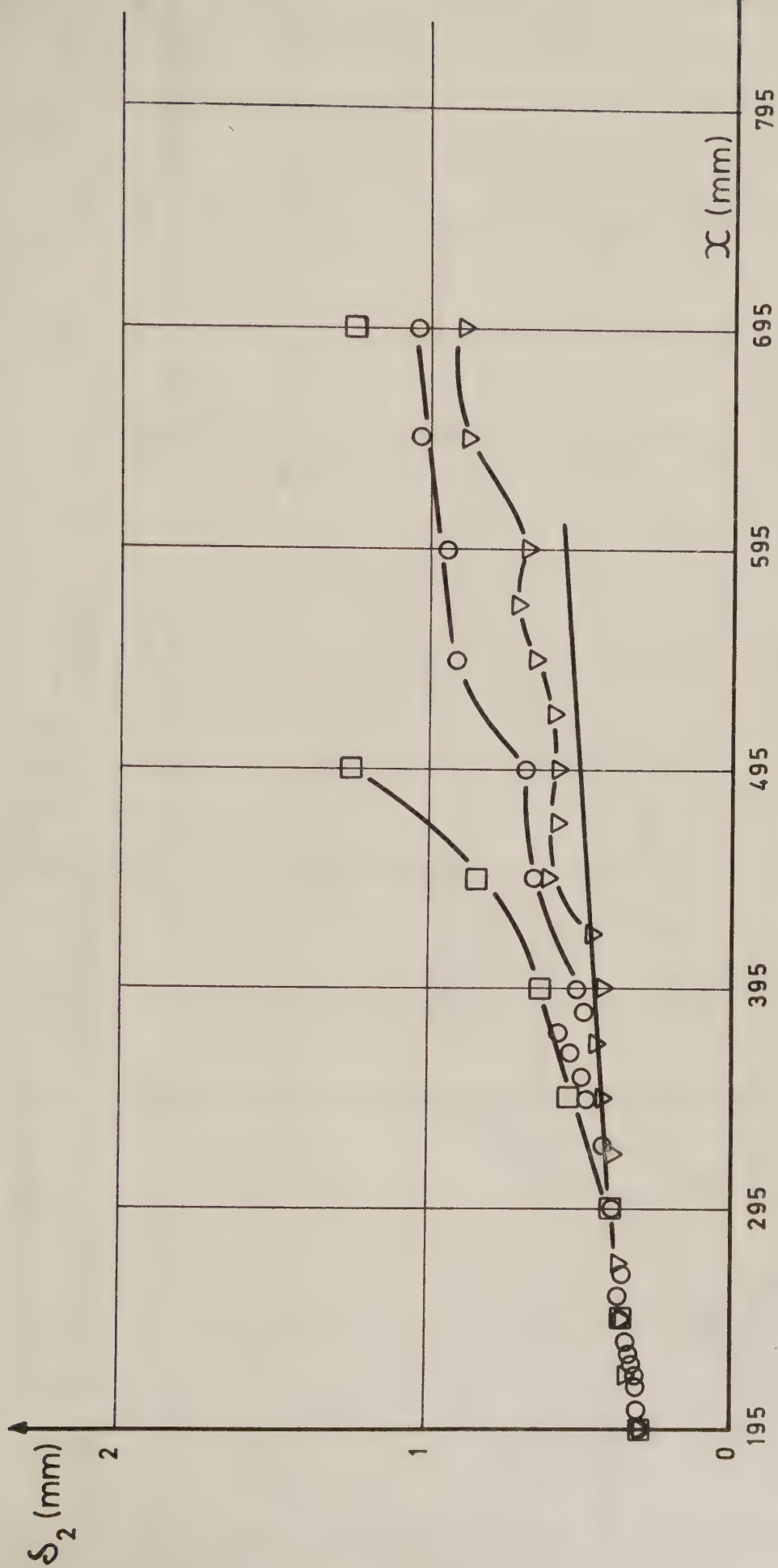


FIG. 27 EVOLUTIONS DES EPAISSEURS DE QUANTITE DE MOUVEMENT δ_2
PLAQUE ONDULEE

$\square$ $+10'$
 $\circ$ $0'$
 ∇ $-10'$

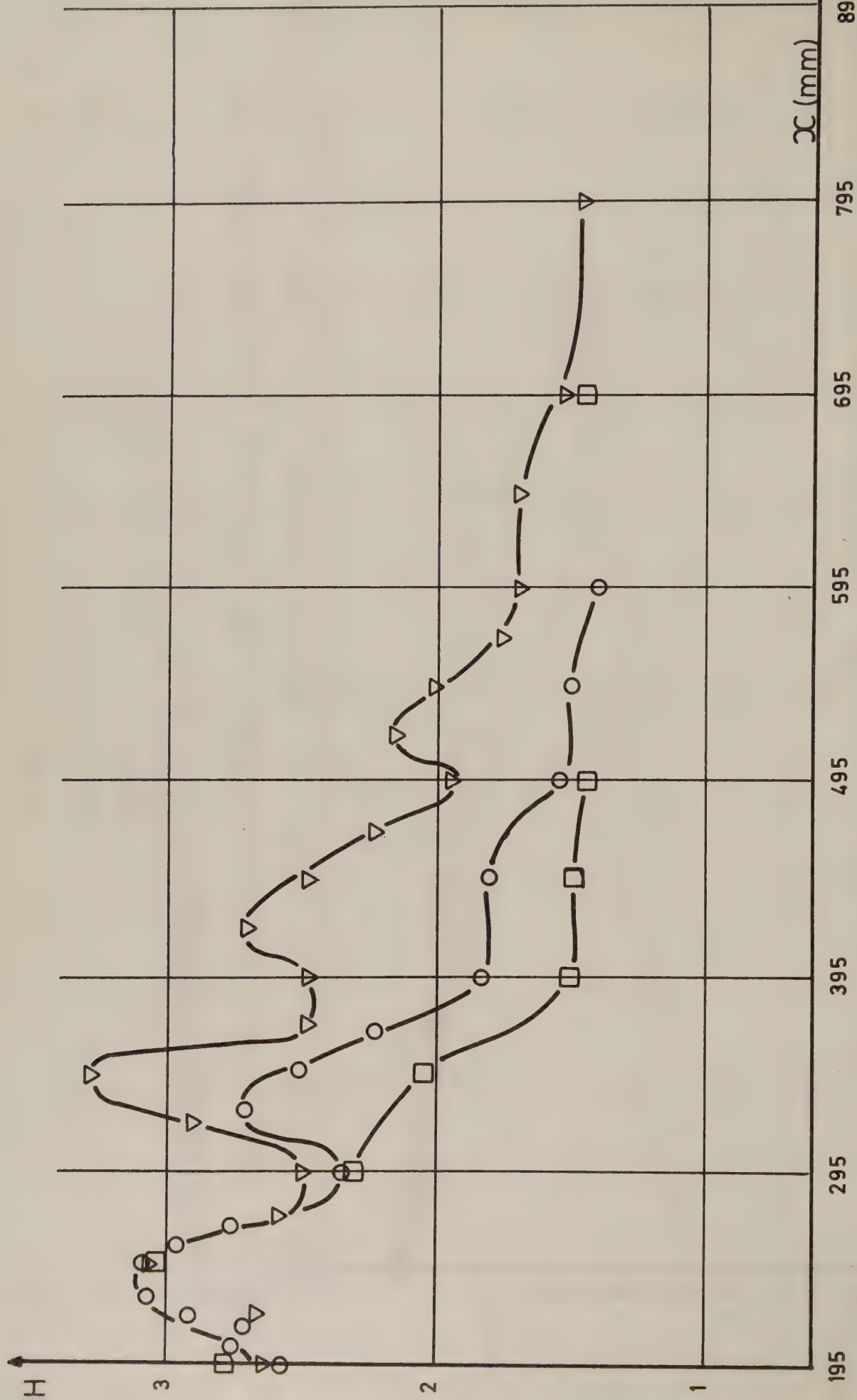


FIG. 28 EVOLUTION DES PARAMETRES DE FORME H

PLAQUE ONDULEE

$\square$ $\cdot 10'$

$\circ$ $0'$

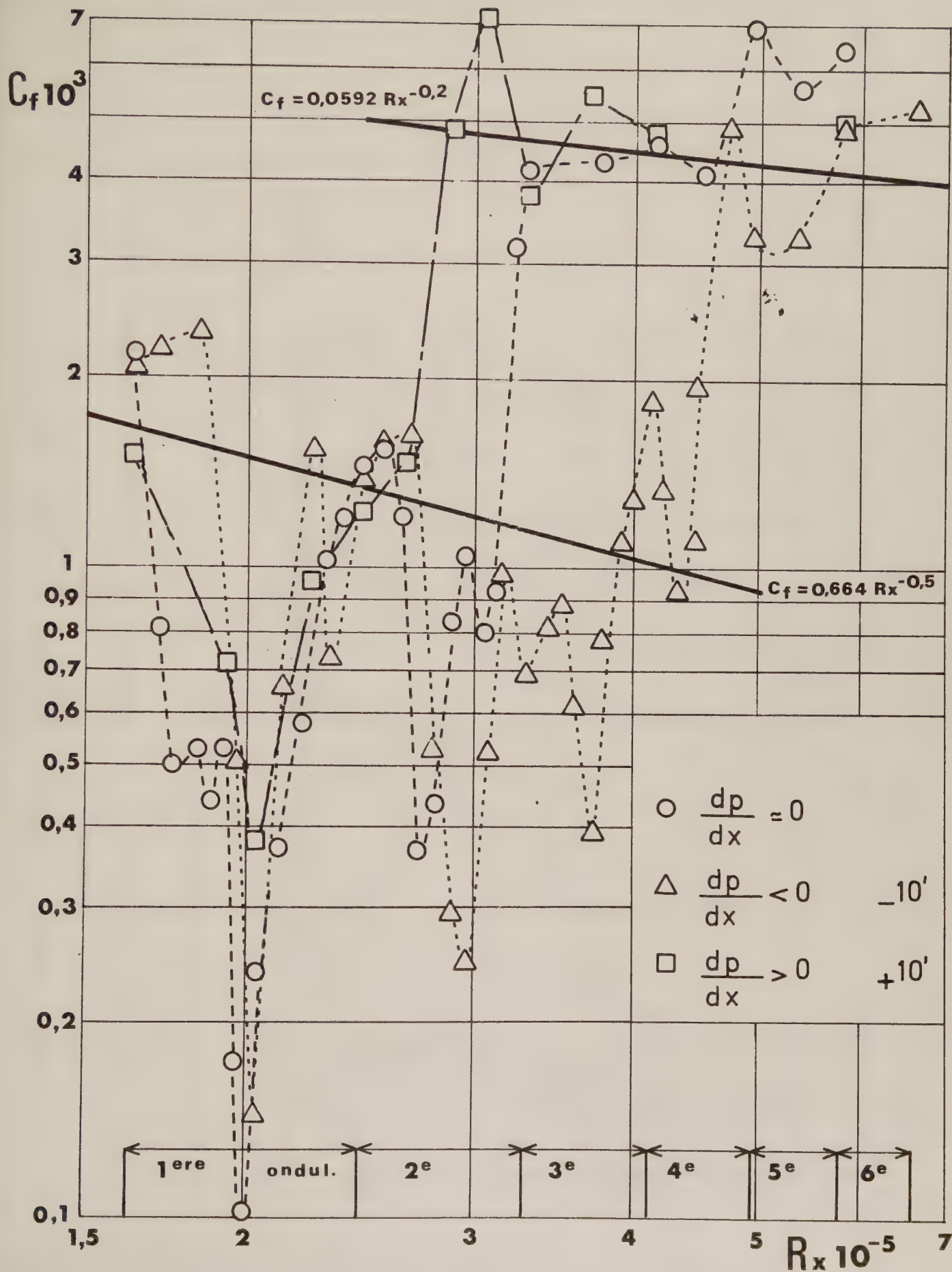


FIG. 29 Distribution des coefficients moyens de frottement local

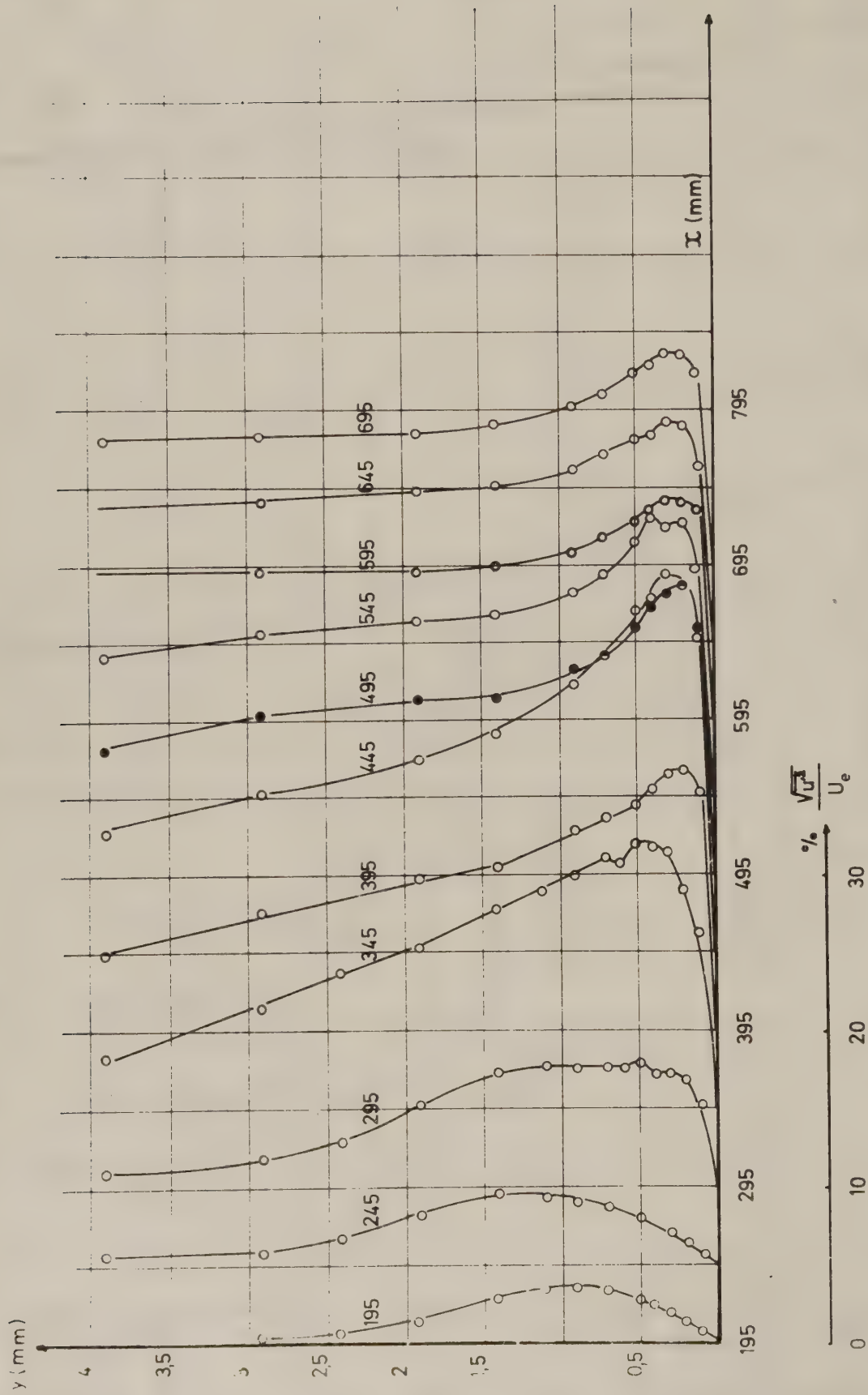


FIG. 30 DISTRIBUTIONS DES NIVEAUX DE TURBULENCE $\frac{\sqrt{u'}}{U_e}$ A TRAVERS LA COUCHE LIMITE EN FONCTION DE L'ABSCISSE x PLAQUE ONDULEE A GRADIENT LONGITUDINAL DE PRESSION NUL

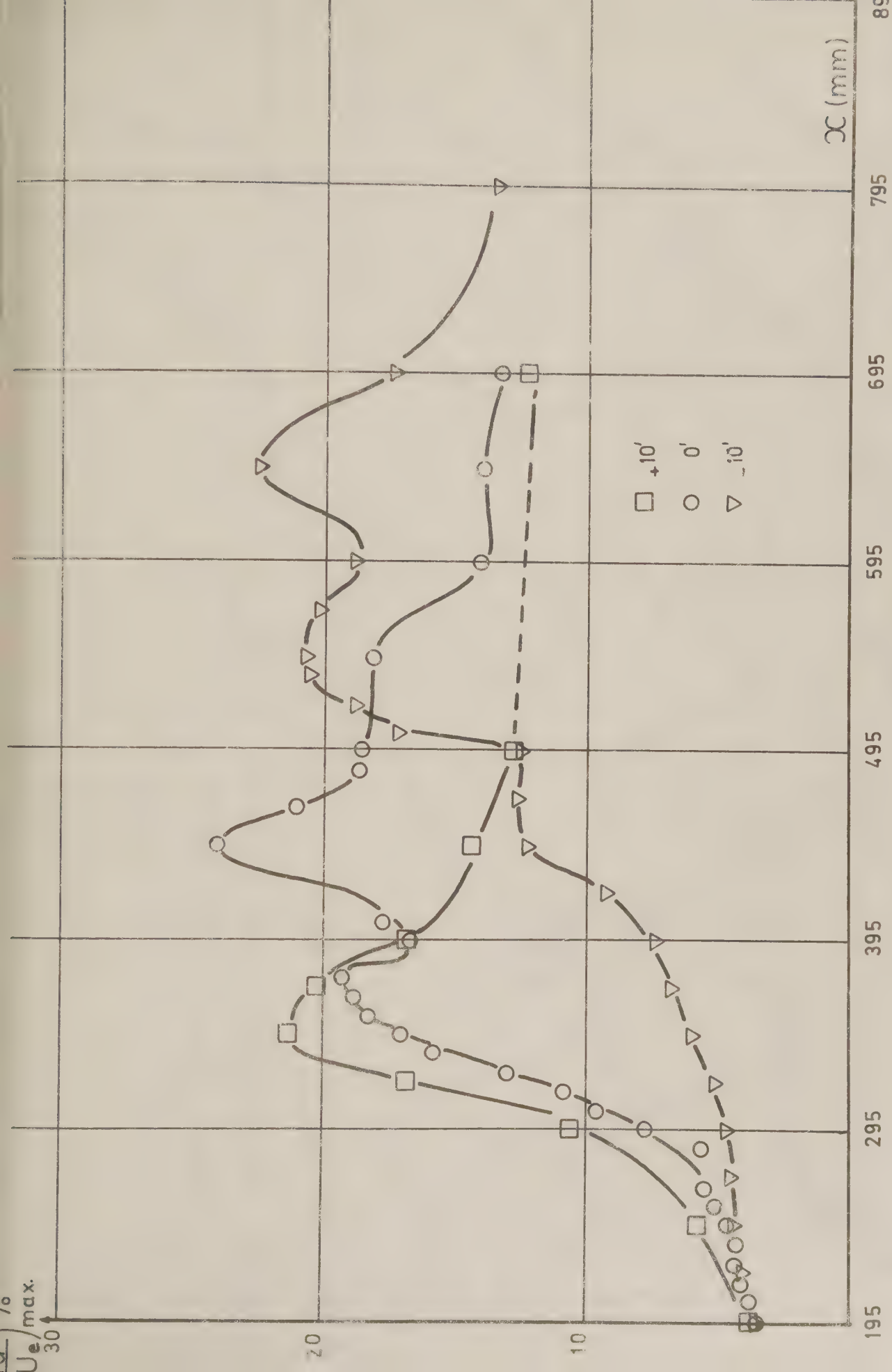
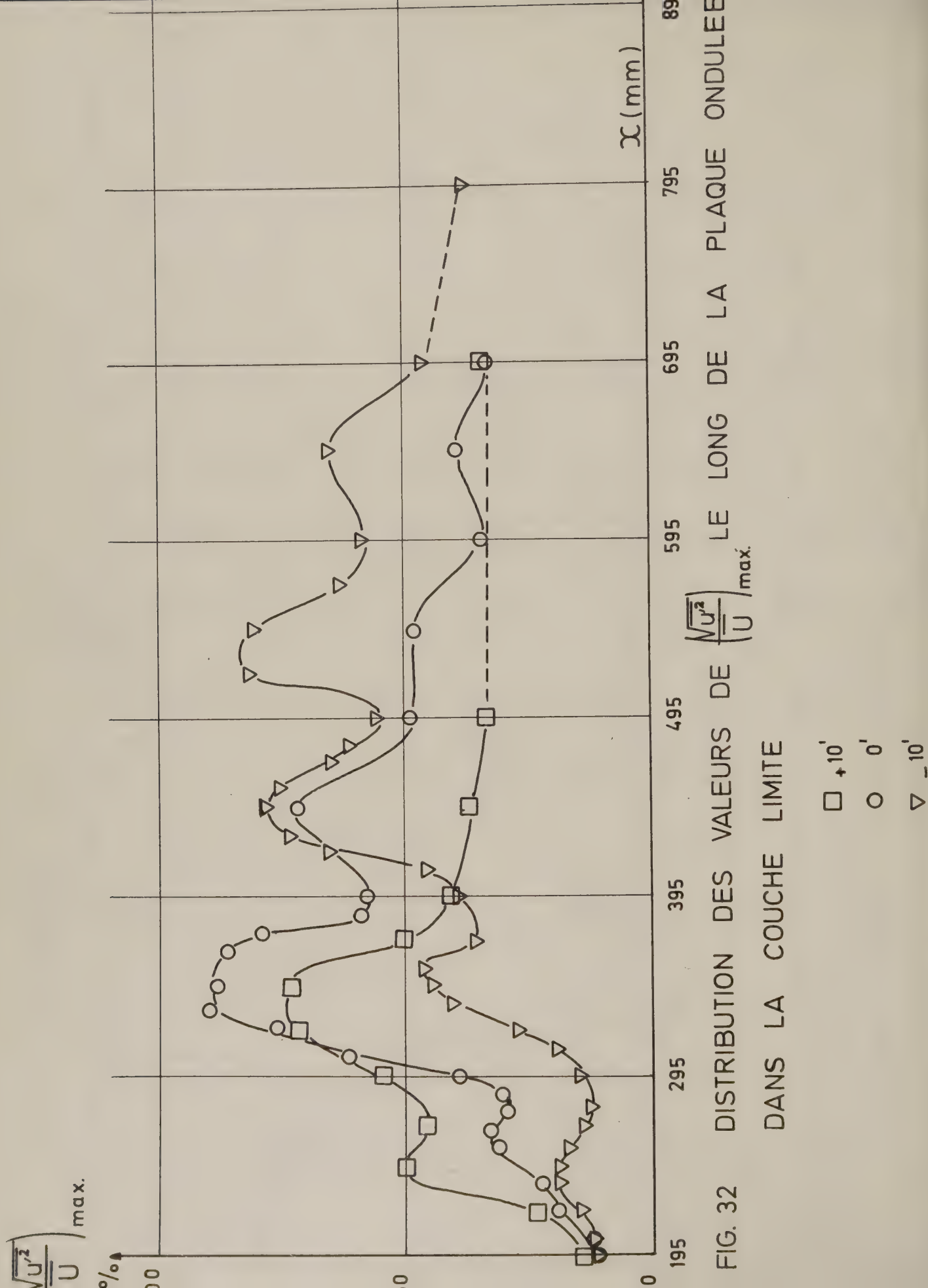


FIG. 31 DISTRIBUTION DE VALEURS DE $\left(\frac{\sqrt{u'^2}}{U_e} \right)_{\max.}$ LE LONG DE LA PLAQUE ONDULÉE DANS LA COUCHE LIMITE



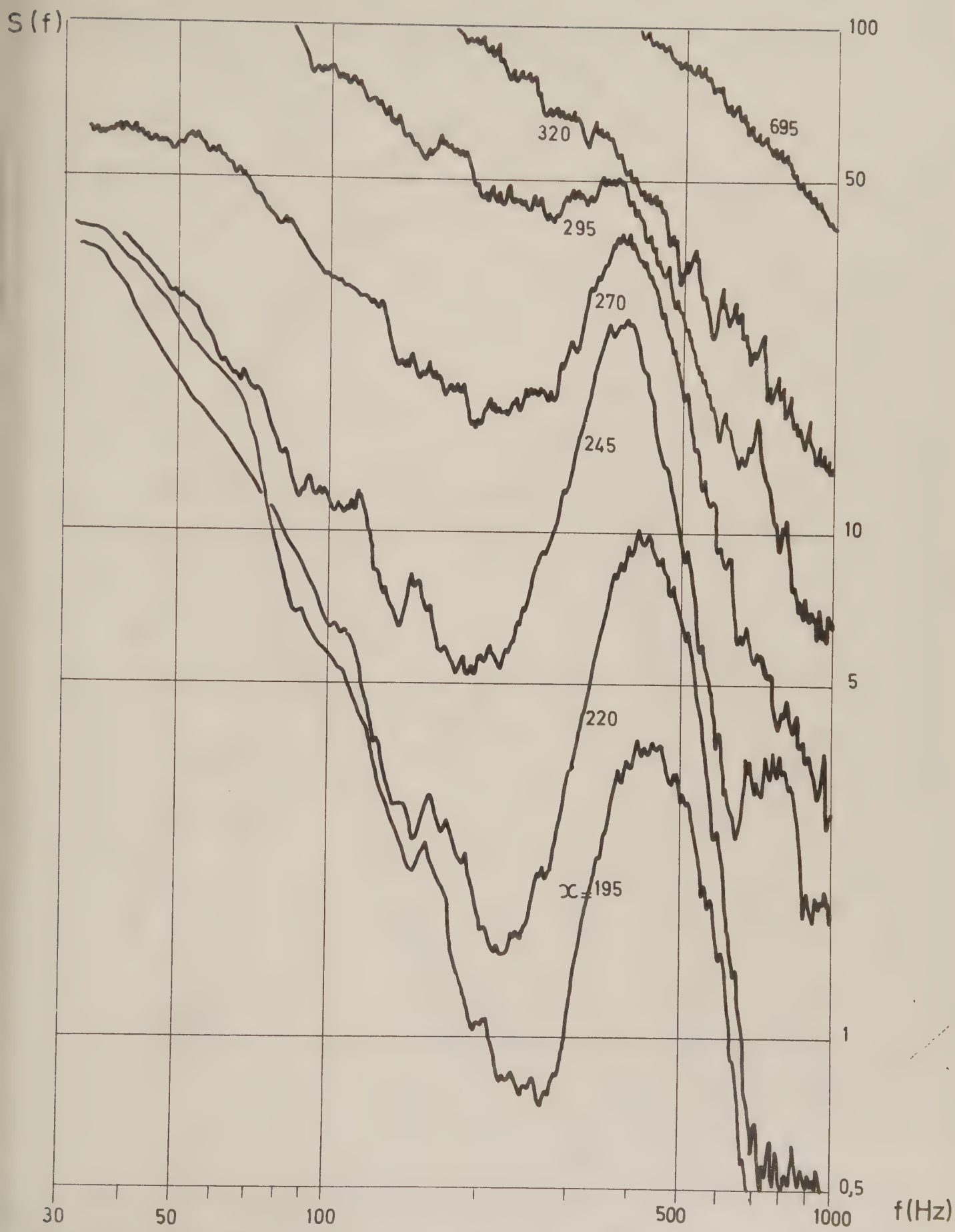


FIG. 33 ANALYSE SPECTRALE EN FONCTION DE α , $y = 0,2$

PLAQUE ONDULEE $i = 0'$

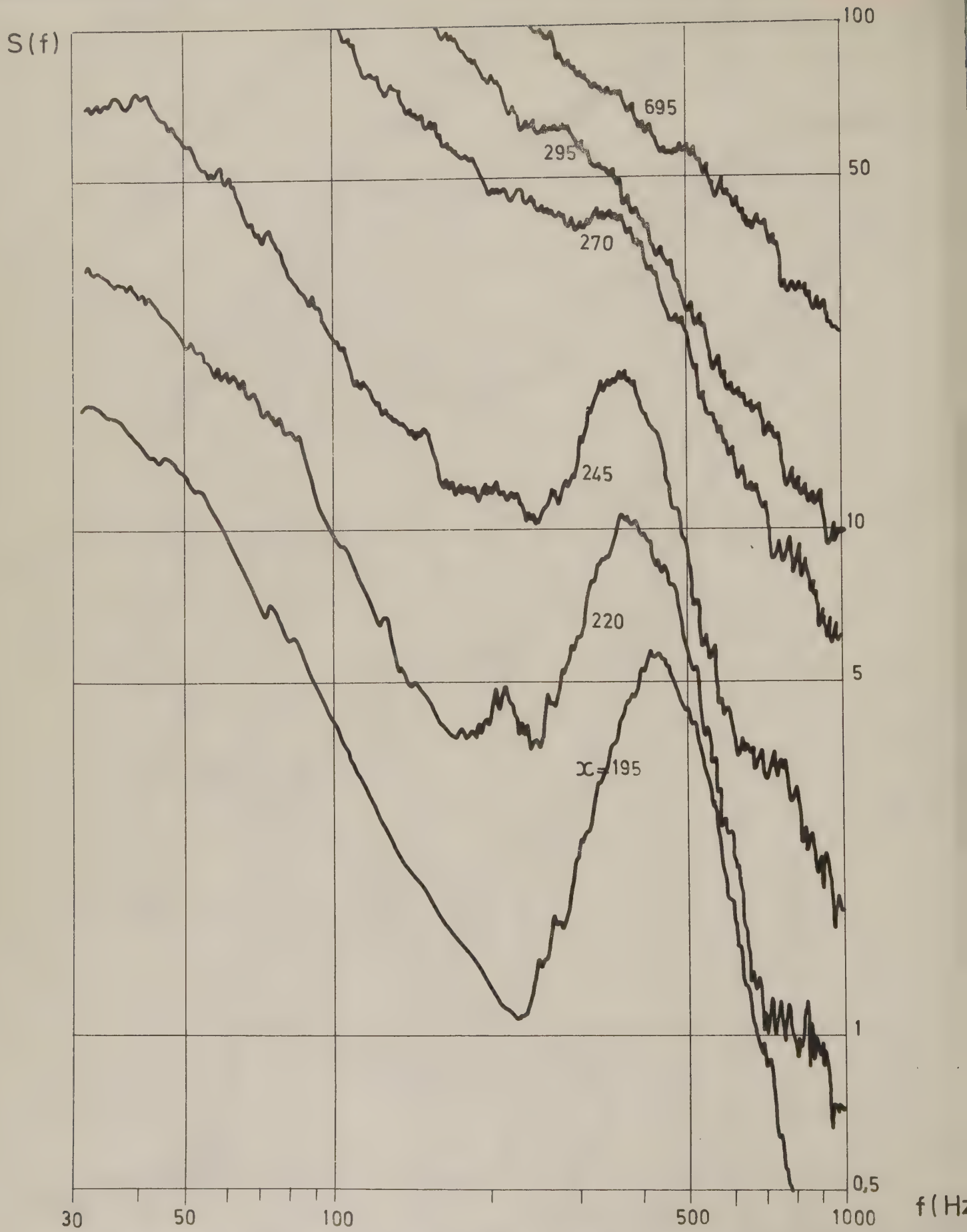


FIG. 34 ANALYSE SPECTRALE EN FONCTION DE x , $y = 0.2$

PLAQUE ONDULEE : $\lambda = 1.5$

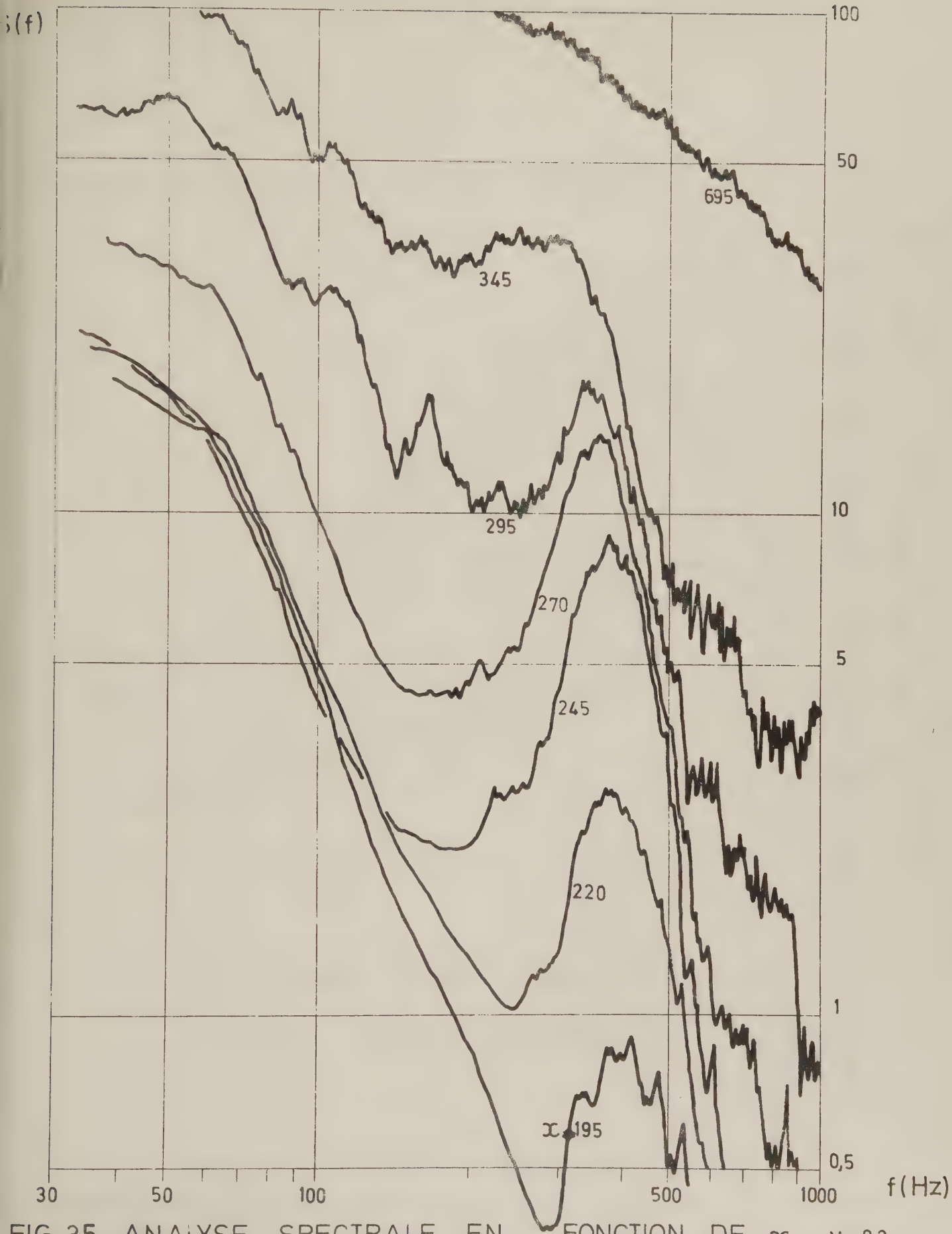


FIG. 35 ANALYSE SPECTRALE EN FONCTION DE α , $y=0,2$
 PLAQUE ONDULÉE $i = -10'$

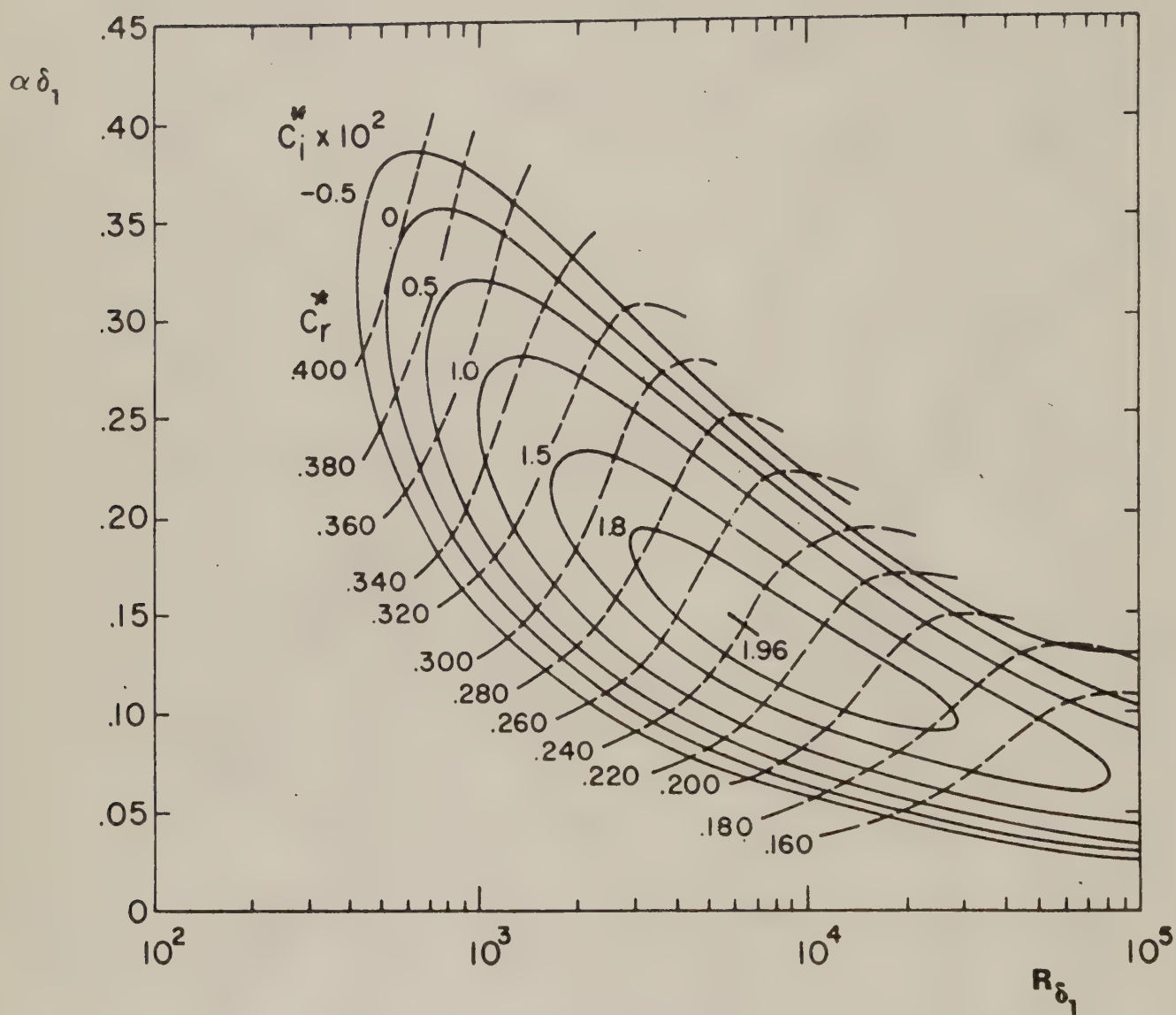


FIG. 36 COURBES DES COEFFICIENTS
D'AMPLIFICATION (réf. 21)

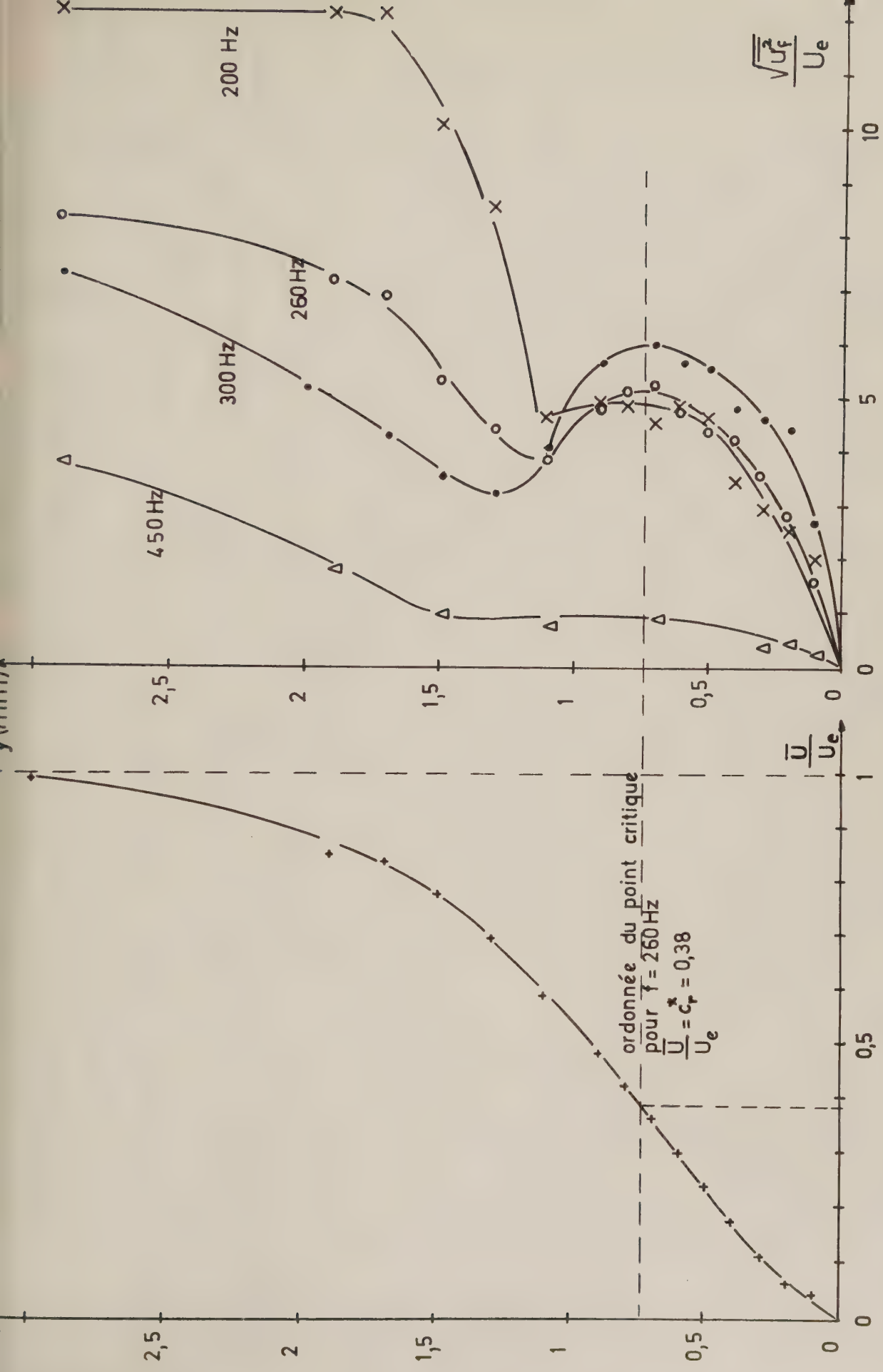


FIG. 37 CONTRIBUTION ENERGETIQUE DE DIFFERENTES FREQUENCES (200, 260, 300, 450 Hz) A TRAVERS LA COUCHE LIMITE, A L'ABSCISSE $X = 295 \text{ mm}$.

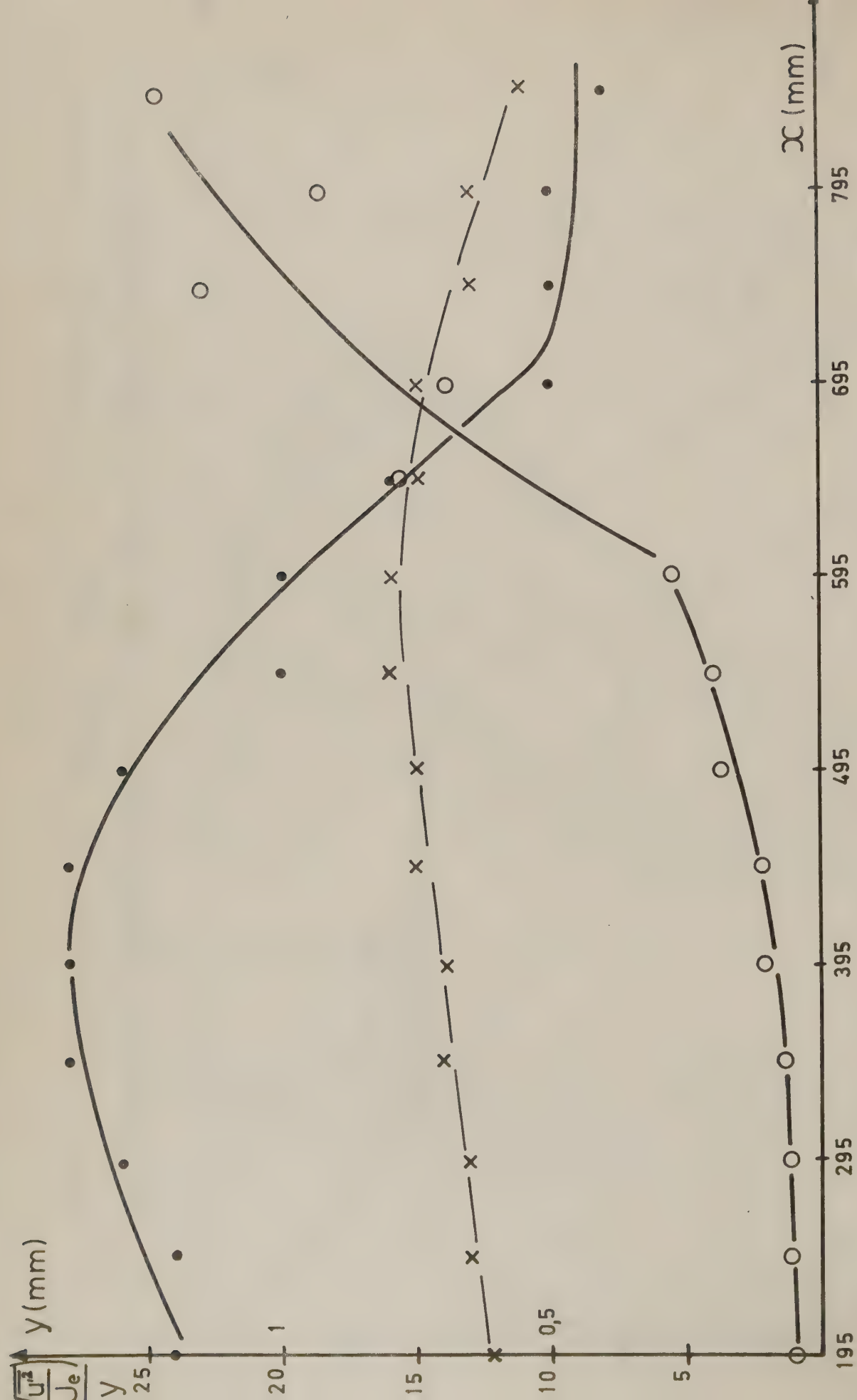


FIG. 38 • ORDONNEES DES MAXIMUMS DES DIFFERENTS PROFILS $\frac{\sqrt{u'^2}}{U} = f(y)$ } PLAQUE
 EN FONCTION DE x } PLANE
 ○ EVOLUTION DE LA PENTE A L'ORIGINE DES PROFILS $\frac{\sqrt{u'^2}}{U} = f(y)$

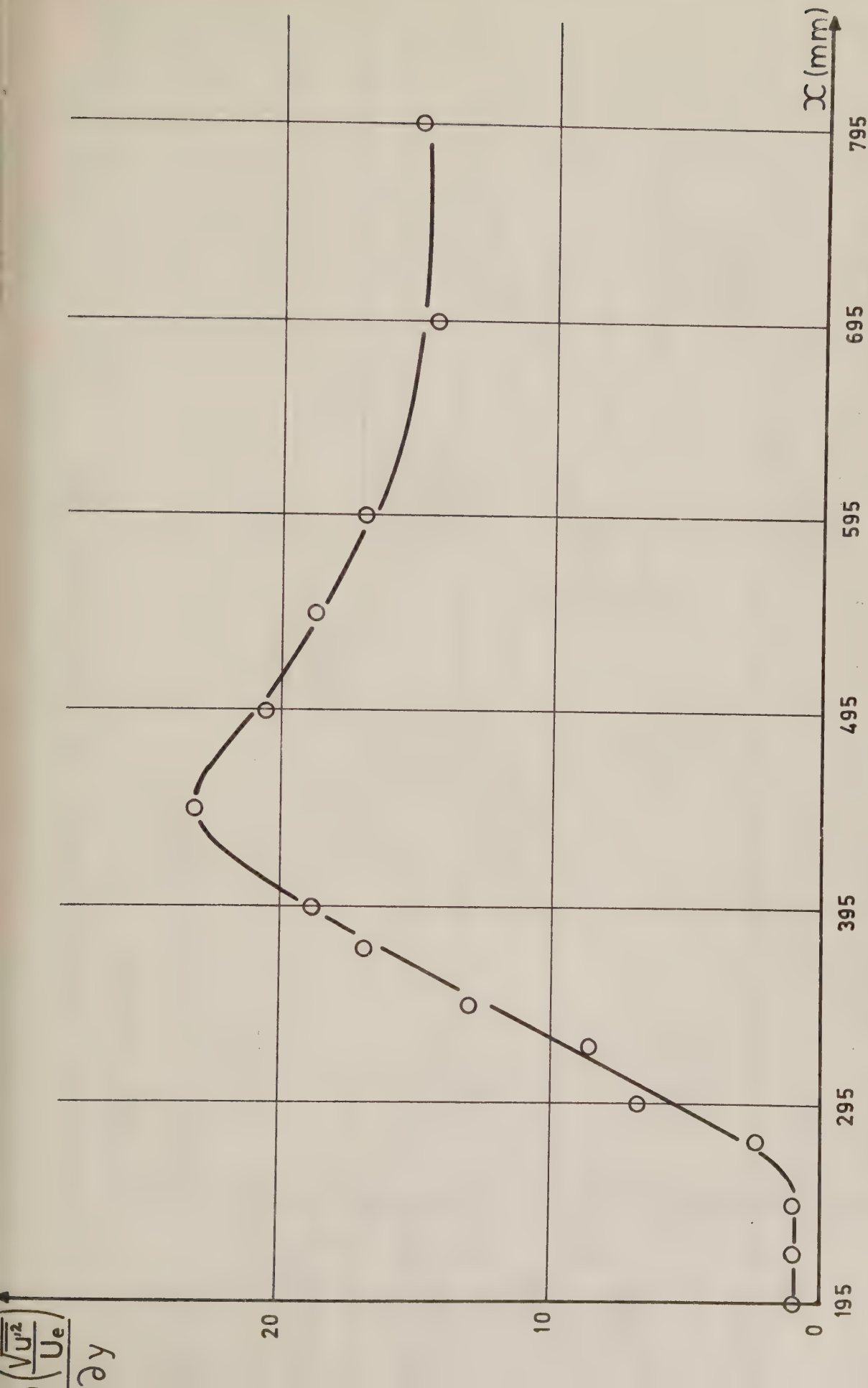


FIG. 39 EVOLUTION DE LA PENTE A L'ORIGINE DES PROFILS $\frac{\sqrt{u'^2}}{U_e} = f(y)$
PLAQUE ONDULEE

S_2	195	295	395	495	595	695	795	895
	quitte la courbe de Blasius							
H	quitte les valeurs laminaires							
C_f	quitte les valeurs laminaires							
$\left(\frac{\sqrt{U^2}}{U_e}\right)_{\max.}$	se met à croître très rapidement							
$\left(\frac{\sqrt{U^2}}{U}\right)_{\max.}$	se met à croître très rapidement							
$\left[\frac{\partial(\sqrt{U^2}/U_e)}{\partial y}\right]_0$	se met à croître très rapidement							
Spectres de fréquences	disparition des fréquences privilégiées							

IG. 40 TABLEAU RECAPITULATIF
 PLAQUE PLANE
 GRADIENT LONGITUDINAL DE PRESSION NUL

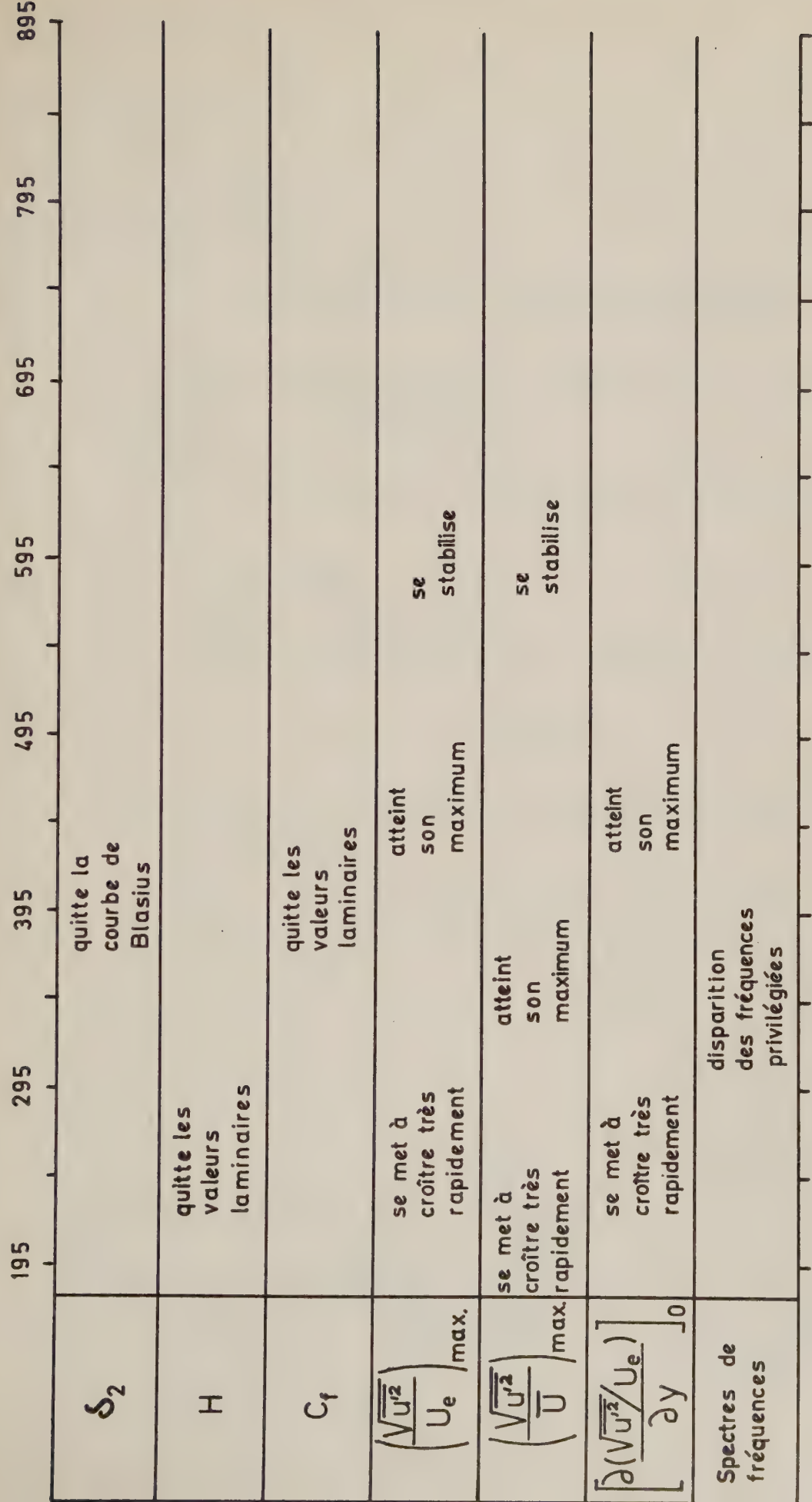


FIG. 41 TABLEAU RECAPITULATIF
PLAQUE ONDULEE

UNIVERSITÉ DE PARIS

FACULTÉ DES SCIENCES
DE PARIS

9, QUAI SAINT BERNARD - PARIS V^e

SERVICE DE LA SCOLARITÉ

Bureau des Enseignements du 3^e Cycle

TÉLÉPHONE : 336-25-25 - P

PERMIS D'IMPRIMER

DOCTORAT : DOCTEUR-INGENIEUR

THESE DE :

Nom : DUONG

Prénoms : Thanh, Son

Né (e) le 1^{er} Octobre 1943 à CANTHO Dép^t Sud Vietnam

SUJETS

1^{ère} THESE : " Contribution à l'étude comparative de la transition sur plaque
plane et ondulée."

2^e THESE (Propositions faites par la Faculté) :

Vu et approuvé

Paris, le 19 Juin 1970

Le Doyen de la Faculté
des Sciences de Paris

Vu et permis d'imprimer

Paris, le

Le Recteur de l'Académie
de Paris



L. Gauthier

PERMIS D'IMPRIMER

DOUTRE-LEMERIE
THÈSE DE :

NOM : M. DOUTRE-LEMERIE
Prénoms : Paul, Edouard
né(e) le 1er octobre 1943 à GANTING (S. P. C. I.)

SUJET

1ère THÈSE : "Contribution à l'étude comparative de la formation des plans
plans et ordres."

2e THÈSE (propositions faites par la Faculté) :

Vu et approuvé
Paris, le 10 juin 1949
Le Recteur de la Faculté
des Sciences de Paris

[Signature]



Vu et permis d'imprimer
Paris, le
Le Recteur de l'Académie
de Paris

